

Die Kreiselkugelmühle

Von B. CLAUS

Mit 3 Textabbildungen

(Eingegangen am 16. Mai 1955)

1. Problemstellung

Bei den Gehäusemühlen mit inneren frei beweglichen Mahlkörpern, z. B. den Kugelmühlen, werden bekanntlich die Mahlkörper bei der Rotation des Gehäuses durch die Fliehkraft eine Strecke mitgenommen, bis ihre Schwere überwiegt und sie im Fallaufschlag durch schiefen Stoß und infolge ihrer Reibung das Mahlgut in vielfach wiederholtem Vorgang zermahlen [1, 2]. Der Rotationsgeschwindigkeit des Gehäuses und somit der Mahlgeschwindigkeit ist dabei die Grenze gesetzt, bei der die Mahlkörper dauernd mit rotieren und nicht mehr fallen. Der Kleinheit der Mahlkörper ist andererseits die Schranke gesetzt, bei der ihr Impuls nicht mehr genügt, um das Mahlgut weiter zu zerkleinern. Da zur Herstellung besonders feinkörnigen Mahlgutes erfahrungsgemäß Mahlkörper kleinen Formates vorteilhafterweise zu verwenden sind, ist diese Begrenzung der Bewegungsgröße bei kleinen Mahlkörpern besonders bedauerlich.

Eine größere Mahlgeschwindigkeit und Feinheit des Mahlgutes bei Kugelmühlen wurde dadurch zu erreichen gesucht, daß die bei schneller Rotation an der Wand „klebenden“ Kugeln durch einen starken Luftstrom oder durch einen gleichzeitigen Schüttelvorgang des Gehäuses (Schwingmühlen) zusätzlich bewegt werden. Der Gewinn an Mahlgeschwindigkeit und Feinheit ist dabei jedoch nur relativ gering, da sowohl die so zu erzielende höhere Rotationsgeschwindigkeit als auch die den Mahlkörpern zusätzlich aufgedrückten Bewegungsgrößen recht beschränkt bleiben. Es stellt sich somit die Aufgabe, eine Möglichkeit zu finden, durch welche die Kreisgeschwindigkeit des Gehäuses erheblich gesteigert werden kann, ohne daß die Mahlkörper dabei an der Wand festhaften, und durch die außerdem gleichzeitig diesen Körpern eine mit der Vergrößerung der Kreisgeschwindigkeit möglichst entsprechend steigende zusätzliche Bewegungsgröße erteilt wird, so daß auch bei kleinen Einzelmahlkörpermassen der Impuls beim Aufschlag große Werte erreicht.

2. Konstruktion der Kreiselkugelmühle

Diese Wirkungen könnten im Prinzip realisiert werden, wenn die Mahlkörper außer durch die normalerweise auf sie wirkenden Schwer- und Zentrifugalkräfte zusätzlich durch Corioliskräfte bewegt werden. Es sollten daher beim Betrieb der Kugelmühlen durch Präzisionsbewegungen erzwungene Drehmomente zweckentsprechend mit ausgenutzt werden. Physikalisch wäre dieses Ziel dadurch zu erreichen, daß dem mit möglichst hoher Umlauffrequenz rotierenden Gehäuse eine weitere Drehung um eine gegen seine ursprüngliche Drehachse vorzugsweise im rechten Winkel verlaufende zweite

Drehachse erteilt wird. Technisch könnte dieses Ziel am einfachsten und sichersten dadurch realisiert werden, daß das um seine Achse drehbare Gehäuse in einer ihrerseits mit ihrer Achse in einem rechten bzw. einem annähernd rechten Winkel zur Gehäuse-drehachse ebenfalls drehbar angeordneten Gabel gelagert ist und die Gehäuseachse mit einem Friktions- bzw. Zahnrad fest besetzt ist, derart, daß bei Drehung der Gabel dieses auf einem Friktions- bzw. Zahnradkranz abrollend, das Gehäuse zur Rotation bringt.

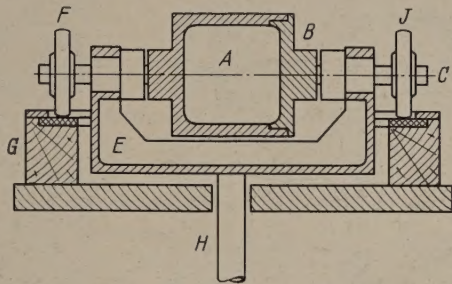
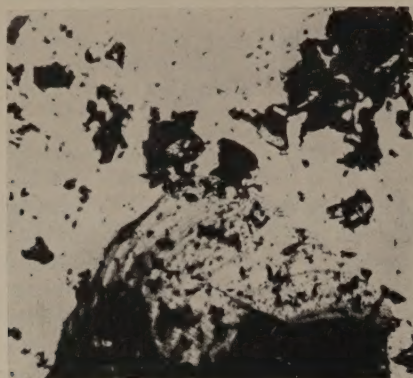


Abb. 1. Schnitt durch die Anordnung.

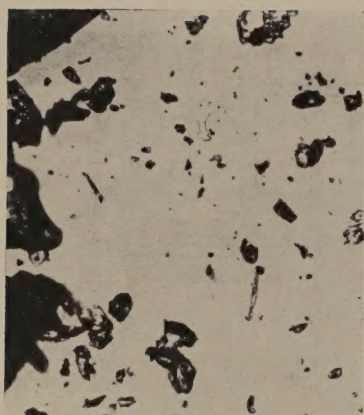
In Abb. 1 ist eine derartige Mühle schematisch dargestellt. A ist die Gehäusestrome, in der sich die nicht mit eingezeichneten Mahlkörper und das Mahlgut befinden. B ist der Gehäusedeckel, der durch einen Gewinde- oder Bajonettverschluß auf der Trommel befestigt ist. C ist die Gehäuseachse, E die Gabel, bzw. der Rahmen, in dem die Gehäuseachse drehbar gelagert ist. H bezeichnet die Gabelachse, um die diese drehbar angeordnet ist, F das auf der Gehäuseachse festsetzende Friktionsrad, das bei der Drehung von H auf den Friktionskranz G abrollt und dabei das Gehäuse um seine Achse C und um H gleichzeitig zum Drehen bringt. Auf der Achse C ist noch ein weiteres Friktionsrad J angeordnet, das aber mit C nicht fest verbunden ist, sondern auf ihm frei gelagert läuft und lediglich als Stütze des anderen Achsenendes dient. Dieses Stützrad muß bei rechtwinkliger Anordnung der beiden Drehachsen zu einander natürlich den gleichen, bei hiervon abweichender entsprechend andere Durchmesser wie das Treibrad F aufweisen.

Auf das rotierende Gehäuse und seinen Inhalt wirken im Betriebe bei seiner gleichzeitigen Drehung um seine zweite Achse nunmehr zusätzlich Kreiselkräfte und zwar derart ein, daß die Mahlkörper bei der Rotation nicht mehr zum Haften kommen, sondern auch bei größter Drehgeschwindigkeit bewegt werden. Bei dieser Bewegung reißen sich bald mehrere Mahlkörperkugeln aus dem Verbande los, prallen auf andere Häufungsstellen, lösen dort weitere ab und so fort, so daß schließlich alle Mahlkörper

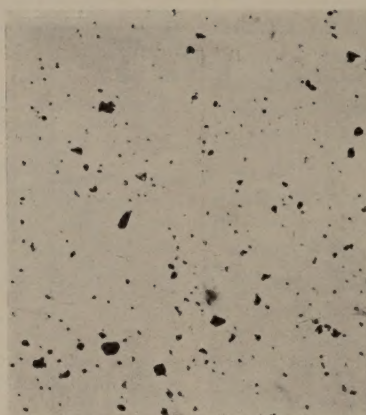
frei in der Trommel mit großer Geschwindigkeit in wirrem Flug gegeneinander und gegen die Wände prallend das Mahlgut zermahlen. Die optimale Wirkung der Mühle ist dabei durch das Auftreten



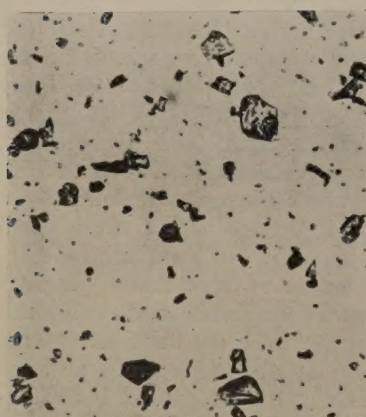
a) Ausgangsmaterial;



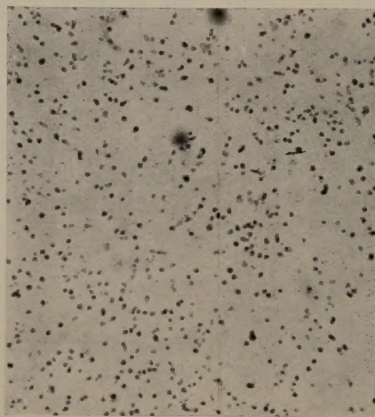
b) Kugelmühle 3 Min.;



c) Kreiselkugelmühle 3 Min.;



d) Kugelmühle 10 Min.;



e) Kreiselkugelmühle 10 Min.

Abb. 2. Mikroaufnahmen von Mahlgutproben.

möglichst starker Kreiselmomente gekennzeichnet, also durch eine Winkelstellung der Drehachsen von 90° zueinander. Die rechtwinklige oder zumindest annähernd rechtwinklige Anordnung der beiden Drehachsen zueinander hat dabei gleichzeitig den technischen Vorzug, daß die besonders bei hohen Umlauffrequenzen notwendige mechanische Stabilität der Einrichtung hierbei ebenfalls optimal erreicht wird, und daß schließlich diese Anordnung auch konstruktionstechnisch mit den einfachsten Mitteln realisiert werden kann.

3. Versuchsergebnisse

Bei den praktischen Versuchen ergab sich allgemein, daß die besten Erfolge mit der Kreiselkugelmühle bei möglichst hohen Drehzahlen erreicht wurden, und wenn die Frequenz der zweiten Rotationsbewegung im Verhältnis zur ersten etwa den Quotienten 1:1 bis 1:5 ausmachte. Als vorteilhaft erwies sich bei den Versuchen fernerhin, außer der großen Anzahl von kleinen Kugeln einige größere und schwerere mit einzuschließen, da diese die Auslösung der völlig regellosen freien Bewegung aller Kugeln begünstigten.

In Abb. 2 sind zur Illustration der erzielten Versuchsergebnisse einige Mikroaufnahmen von Mahlgutproben wiedergegeben und zwar bei einer Vergrößerung von 1:500. Es handelt sich dabei um zermahlene Quarz und zwar stellt *a* eine Mikroaufnahme des Ausgangsmaterials dar, *b* den Zustand dieses Ausgangsmaterials nach einer Mahldauer von 3 Minuten in einer normalen Kugelmühle bei optimalem Gang, *c* das gleiche Material nach der gleichen Mahldauer in der Kreiselkugelmühle, *d* das Material nach einer Mahldauer von 10 Minuten in einer normalen Kugelmühle und *e* nach 10 Minuten Behandlungszeit in der Kreiselkugelmühle. Bemerkenswert bei den Versuchen und zwar bei allen verwandten Mahlgutsubstanzen war, daß mit der Kreiselkugelmühle, deren Versuchsmodell schließlich in Abb. 3 fotografisch wiedergegeben ist, im Gegensatz zur Normalkugelmühle nicht nur eine erhebliche Vergrößerung der Mahlgeschwindigkeit erreicht werden konnte, sondern überhaupt Mahlgutteilchengrößen erzielt wurden, die mit einer normalen Kugelmühle auch bei sehr langer Mahldauer nicht erreicht werden konnten. Auffallend war fernerhin die erreichte relativ gleichmäßige Korngrößenverteilung des fein gemahlten Mahlgutes.

4. Deutungsversuch

Die mit der neuen Kugelmühle ermittelten vorteilhaften Ergebnisse

sind neben der eingangs geforderten und in ihr konstruktionsgemäß realisierten Eigenschaft, daß auch bei Verwendung kleiner Einzelmahlkörpermassen noch beträchtlich große Einzelimpulse erzielt werden sollen, wahrscheinlich mit auf eine weitere Tatsache zurückzuführen. Wie bereits erwähnt, wird im Betrieb in der Mühle eine völlig regellose wirre Bewegung der Kugeln ausgelöst. Das Einsetzen dieser regellosen Bewegung ist durch das hierdurch verursachte gleichförmige „Rauschen“ der Kugeln akustisch deutlich festzustellen und

vom zunächst periodischen ungleichförmigen Geräusch, das durch eine entsprechende oszillierende Bewegung des Gesamtverbandes der Kugeln hervorgerufen wird, zu unterscheiden.

Die Anzahl der Kugelzusammenstöße könnte unter der Voraussetzung des Vorhandenseins einer solchen völlig wirren Bewegung in entsprechender Weise berechnet werden, wie die Stoßzahl der Gasmoleküle in der kinetischen Gastheorie. Für die mittlere freie Weglänge l der Kugeln müßte dann gelten:

$$l = \frac{V}{\sqrt{2\pi N D^2}},$$

dabei bedeutet N die Gesamtzahl der Kugeln, V das Gehäusevolumen und D den Durchmesser der Kugeln. Operiert man wie beim Versuchsmodell mit einem Gehäusevolumen von ca. 1 Liter,

mit einem Kugeldurchmesser von 5 mm und mit der Kugelanzahl 2000, die in Kugelpackung etwa $\frac{1}{4}$ des Gehäuses füllt, so erhält man für die mittlere freie Weglänge der Kugeln $l = \frac{1}{2}$ cm. Rechnet man fernerhin mit einer mittleren Kugelgeschwindigkeit von der Größenordnung der linearen Kreisgeschwindigkeit der Gehäusewand, so resultiert bei einer Rotationsfrequenz des Gehäuses von 6000 Umdrehungen pro Minute bei einem Durchmesser des Gehäuses von 10 cm für diese Geschwindigkeit $v = 3000$ cm sec⁻¹

und somit für die Stoßzahl der Kugeln untereinander

$$z = \frac{Nv}{2l} \approx 6 \cdot 10^6,$$

also bereits auch bei Ansatz einer beträchtlich geringeren mittleren Kugelgeschwindigkeit, zumal bei zusätzlicher Berücksichtigung der Wandstöße, eine Stoßzahl in der Größenordnung von einer Million pro sec. Diese Stoßzahl übertrifft aber erheblich die in den mechanischen Desintegratoren bisher erreichten Stoßfrequenzen.

5. Weitere Anwendungsmöglichkeiten

der Mühle über ihre hauptsächlichliche Verwendung bei der Trockenmahlung — also beispielsweise der Herstellung feinkörniger Mehle und Pulver, hochdisperser Chemikalien, Farben und dgl. — hinaus ergeben sich auch bei der Naßmahlung. Versuche über die Zerteilung fester Substanzen in flüssigen Medien und nicht mischbarer flüssiger Stoffe ergaben ebenfalls gute Resultate in bezug auf Herstellungsgeschwindigkeit und Feinheitsgrad der so erzeugten dispersen Systeme.

Zusammenfassung

Es wurde eine neue Gehäusemühle konstruiert und gebaut, bei der im Betriebe auf die Mahlkörper zusätzlich zur Schwer- und Zentrifugalkraft Corioliskräfte einwirken. Die praktischen Versuche mit der Mühle ergaben eine beträchtlich größere Mahlgeschwindigkeit, höhere Feinheitsgrade und eine größere Gleichförmigkeit des Mahlgutes als sie mit normalen Kugelmühlen erreicht werden können. Die guten Ergebnisse werden auf die in der Mühle realisierten großen Einzelimpulse der Kugeln und ihre hohen Stoßzahlen zurückgeführt.

Literatur. [1] FISCHER, H.: Z. VDJ 48, 437 (1904). — [2] BERGL K. und J. REITSTÖTTER: Koll. Z. 46, 53 (1928).

B. CLAUS, Fotografiska Institutionen,
Kgl. Tekniska Högskolan Stockholm.

Eine Mikrogrammwaage mit Spitzenlagerung*

Von E. HESS und W. THOMAS

Mit 3 Textabbildungen

(Eingegangen am 25. Juni 1955)

Einleitung

Für die Beurteilung von Waagen (insbesondere von Feinwaagen) haben sich einige charakteristische Begriffe ausgebildet, von denen im folgenden Gebrauch gemacht wird und die daher zunächst kurz erläutert werden sollen.

a) *Anzeigebereich* (in Milligramm) einer Waage ist der Skalenumfang.

b) *Empfindlichkeit* (in Millimeter/Milligramm) einer Waage ist die Änderung ihrer Anzeige durch ein einseitig aufgelegtes Zulagegewicht dividiert durch den Betrag dieser Zulage.

c) *Höchstlast* (in Gramm oder in Milligramm) einer Waage ist die höchste zulässige Belastung eines Balkenarms (ausschließlich der Gehänge und der Schalen; sie begrenzt den Meßbereich (s. d) nach oben.

d) *Meßbereich* (in Gramm oder in Milligramm) einer Waage ist der durch die kleinste und die größte Belastung (s. c) gegebene Bereich, für den die Waage bei einer vorgegebenen Empfindlichkeit (s. b) brauchbar ist.

e) *Skalenwert* (in Milligramm) einer Waage ist der Betrag (Wert) eines Skalenteils (Teilabschnitts der Skale).

f) *Veränderlichkeit* (in Milligramm oder in Bruchteilen eines Skalenteils) einer Waage ist die Streuung der Anzeige bei mehrmaliger Wägung derselben Masse.

Bei der Vergleichung kleiner Massen von 500 Milligramm bis herab zu 1 Milligramm und darunter mit dem Ziel, diese Vergleichung mit einer Unsicherheit von höchstens $\pm 0,0005$ Milligramm auszuführen, machte sich das Fehlen einer Waage bemerkbar, die bei der genannten Höchstlast und einer genügend

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

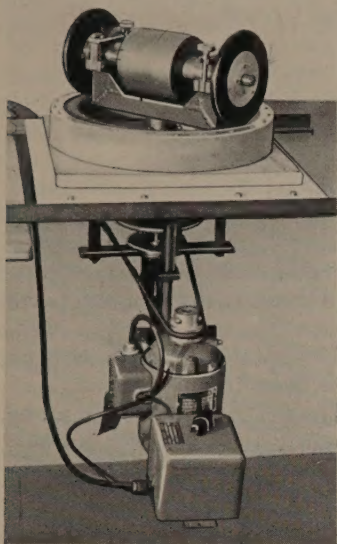


Abb. 3. Ansicht der Apparatur.

großen Empfindlichkeit eine Veränderlichkeit von maximal $\pm 0,0005$ Milligramm aufweist. Zur Diskussion standen die industriell hergestellten Spiralfeder-Torsionswaagen und Balkenwaagen (sog. Mikro-waagen) sowie der Selbstbau einer Balkenwaage mit entsprechenden Eigenschaften.

Die katalogmäßig angebotenen Spiralfeder- und Torsionswaagen schieden wegen ihrer bei der erstrebten großen Bestimmungssicherheit zu geringen Höchstlast aus. Es sind zwar in letzter Zeit besonders im Ausland [1], [2], [3] die „Quarzfaden-waagen“ (Torsionswaagen mit einem Quarzfaden als elastischem Meßglied) erheblich weiterentwickelt worden; die Empfindlichkeit dieser Waagen ist im allgemeinen recht hoch, da die Ausschläge mit Mikroskopen abgelesen werden und dabei ein Skalenwert von 10^{-4} Milligramm (0,1 Mikrogramm) leicht zu erzielen ist. Von der Verwendung solcher Waagen wurde jedoch abgesehen, da Vorversuche ergeben hatten, daß das gesteckte Ziel mit einer Waage einfacheren Aufbaus erreicht werden kann.

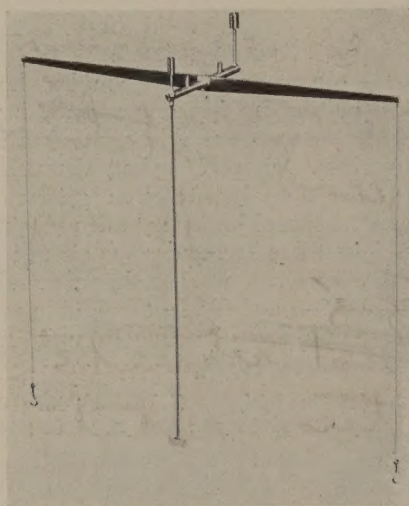


Abb. 1. Balken der Waage.

Die handelsüblichen Ausführungen feiner gleich-armiger Balkenwaagen, wie sie besonders für die Mikroanalyse entwickelt worden sind, haben bei einer Höchstlast von 20 bis 30 Gramm einen Anzeigebereich von etwa 1 Milligramm, wobei die Skale in 0,01 Milligramm geteilt ist, so daß 0,001 Milligramm geschätzt werden können. Dieser Skalenwert reicht für den gegenwärtigen Zweck nicht aus, auch ist die Veränderlichkeit (etwa $\pm 0,002$ Milligramm) nicht klein genug.

Die gestellten Forderungen können jedoch von einer Balkenwaage erfüllt werden, deren schwingendes System (Balken mit Zeiger und Schalen) bei genügender mechanischer Festigkeit eine möglichst kleine Masse hat. Zur Vergrößerung der Beweglichkeit wird der Balken nicht auf einer Schneide, sondern auf zwei Spitzen [4] gelagert, die senkrecht zum Balken angeordnet sind und mit diesem um ihre vertikale Nulllage auf einer ebenen Achatpfanne schwingen. Um die Veränderlichkeit klein zu halten, wird auf die Anbringung von Endachsen der üblichen Form (Schneide und Pfanne) verzichtet. Stattdessen wird der Aufhangedraht der Schalen, wie bei den genannten Quarzfadenwaagen, am Balken befestigt.

Anforderungen an den Balken

Um den Balken mit Rücksicht auf die angestrebte Empfindlichkeit richtig zu dimensionieren, wurde von einer mathematischen Beziehung ausgegangen, welche die Empfindlichkeit (hier: Verhältnis des Ausschlages in Bogenmaß zur zugelegten Masse) in Abhängigkeit von charakteristischen Größen des schwingenden Systems angibt. Dabei lautet die Gleichung für die Empfindlichkeit bei einem gleicharmigen starren Balken:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial M_E} = \frac{l}{M_B \cdot \Delta s + \Delta x \cdot (2 M_S + M)} \quad (1)$$

Hierin bedeuten:

- l = die halbe Balkenlänge,
- M_B = die Masse des Balkens,
- M_S = die Masse einer Schale,
- M = die Masse auf einer Schale
- Δs = den Abstand des Balkenschwerpunktes von der Hauptachse,
- Δx = den Abstand der Hauptachse von der Ebene, in der beide Endachsen liegen,
- M_E = die Masse zur Empfindlichkeitsbestimmung,
- φ = den Ausschlag des Zeigers gegen seine Nullage.

Diskutiert man die Folgerung für die Dimensionierung des Balkens zunächst unter der Voraussetzung, daß $\Delta x = 0$ ist, das heißt, daß die Hauptachse und die Endachsen in einer Ebene liegen, so ergibt sich, daß M_B/l möglichst klein werden muß. Die Schwierigkeit der Erfüllung dieser Forderung liegt jedoch darin, daß M_B und l nicht voneinander unabhängig sind. Mit Rücksicht auf die zulässige Tragfähigkeit vorhandener Spitzen und die gewünschte Empfindlichkeit, die, wie die Praxis gezeigt hat, nicht allein durch Verkleinerung von Δs erreicht werden kann, wurde für Aluminium als Balkenwerkstoff eine Balkenmasse $M_B = 2,5$ Gramm (Balken, Spitzen und ihre Halterung sowie Zeiger) und eine Balkenlänge $2l = 140$ Millimeter zugrunde gelegt. Die aus Abbildung 1 ersichtliche Balkenform wurde gewählt, da eine Reitervorrichtung erforderlich ist und von einem besonderen Reiterlineal mit Rücksicht auf die kleine Balkenmasse abgesehen werden mußte.

Die verhältnismäßig große Balkenlänge von 140 Millimeter hat den Vorteil, daß die Wirkung einer Verschiebung der Mittelachse (Spitzen) gegen ihre Sollage klein bleibt, da diese Wirkung der Balkenlänge umgekehrt proportional ist. Der lange Balken erfordert jedoch einen hinreichenden Schutz vor störenden Temperaturänderungen, die durch Abschirmung des Balkens vom Beobachter und Aufstellung der Waage in einem fensterlosen, klimatisierten Raum klein gehalten werden.

Für den Fall $\Delta x = 0$ ist die Empfindlichkeit belastungsunabhängig. Sie wird für den hergestellten Balken jedoch belastungsabhängig werden, da die Bedingung $\Delta x = 0$, die mit Hilfe der einstellbaren Spitzenlagerung erfüllt werden kann, von der belasteten Waage nicht eingehalten wird, da eine in zulässigen Grenzen bleibende Durchbiegung des Balkens unter der Last sich wegen des durch die kleine Balkenmasse bedingten kleinen Querschnitts nicht vermeiden läßt. Hierdurch wird nach Gleichung (1) die Empfindlichkeit mit der Belastung abnehmen. Diese Abnahme ist ohne Bedeutung, da der

relative Fehler der Massenbestimmung mit der Belastung kleiner wird.

Wie aus Gleichung (1) weiter zu ersehen ist, nimmt die Empfindlichkeit für $\Delta x < 0$ (Hauptachse liegt unter der Ebene der Endachsen) mit der Belastung zu, während für $\Delta x > 0$ (Hauptachse liegt über der Ebene der Endachsen) eine Abnahme der Empfindlichkeit mit größer werdender Belastung erfolgt. Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Belastung wird darüberhinaus noch durch die Zunahme von Δx infolge der Durchbiegung des Balkens beeinflusst. Aus diesen Zusammenhängen ergeben sich wichtige Hinweise auf das durch die Justierung zu verändernde Δx .

Um die gewünschte Empfindlichkeit mit einer Reguliermutter, deren Masse klein gegenüber der Balkenmasse ist, einstellen zu können, wurden sämtliche Teile des schwingenden Systems so dimensioniert und angeordnet, daß die Summe aller Momente, bezogen auf die vorgesehene Drehachse, annähernd Null ist.

Aufbau der Waage

Da, abgesehen von dem schwingenden System, eine vorhandene Waage mit 20 Gramm Höchstlast für die Aufnahme des neuen Balkens geeignet erschien, wurden nur das schwingende System, seine Lagerung und Arretierungsvorrichtung neu angefertigt. Der Balken¹ besteht aus einer Al-Cu-Mn-Legierung. Auf seiner horizontalen oberen Kante sind 141 Kerben eingefräst. Bei der ersten und letzten Kerbe ist der Balken zur Aufnahme der Gehänge nach unten durchbohrt. In diese Bohrungen ist je ein Glasröhrchen eingekittet. Die unteren Ränder dieser Röhrchen, welche die Drehpunkte der Gehänge bilden, liegen annähernd in einer Ebene mit den beiden Tragspitzen¹ des Balkenlagers; der Balken wird in seiner Mitte von einer Welle getragen, die diese Spitzen verstellbar aufnimmt. Jede Spitze hat einen Krümmungsradius von 40μ . Zur Justierung der Schwerpunktlage des Balkens sind an den beiden Stirnseiten der Welle je eine senkrechte Stiftschraube mit einstellbaren Muttern vorgesehen; die vordere Stiftschraube trägt, in einem Fortsatz eingekittet, den aus einem dünnwandigen Glasröhrchen bestehenden Skalenträger von 117 Millimeter Länge. Die daran gekittete gläserne Mikroskala ist von dem in der Mitte liegenden Nullpunkt aus nach rechts und links in 22 Teile geteilt. Ein Skalenteil erscheint in der Projektion etwas breiter als ein Millimeter, so daß eine Schätzung von 0,1 Teilabschnitt bequem erfolgen kann.

Die Arretierungsvorrichtung erfährt bei ihrer Betätigung gleichzeitig die beiden Balkenarme und die beiden Wellenenden von unten mittels Achastützen. Auf die Ausführung und Justierung dieser Vorrichtung ist besonderer Wert gelegt worden, um ein reproduzierbares Abheben und Aufsetzen des Balkens zu gewährleisten.

Zur Einstellung der Waage auf den Nullpunkt ist auf Justierschrauben am Balken verzichtet worden, um die Balkenmasse nicht unnötig zu vergrößern. Die Einstellung erfolgt durch einen Reiter, der als sogenanntes Rollgewicht (Abb. 2) ausgeführt ist.

¹ Für die Überlassung geeigneten Werkstoffs und der Lager spitzen wird Herrn Dr. ANGERSBACH i. H. Hartmann & Braun, Frankfurt/M., verbindlichst gedankt.

Ein zweiter Reiter gleicher Art von 1,40 Milligramm Masse dient zur Bestimmung der Empfindlichkeit. Die dargestellte Form ist gewählt worden, da Reitergewichte normaler Ausführung (nach unten offenes Trapez) den Nachteil haben, daß sie sich nicht immer in gleicher Weise in die Kerben setzen, worauf es bei der beschriebenen Waage besonders ankommt. Zur Versetzung der beiden Reiter faßt eine Transportvorrichtung mit zwei Klauen unter die achsialen Ansätze. Die gesamte Anordnung zeigt

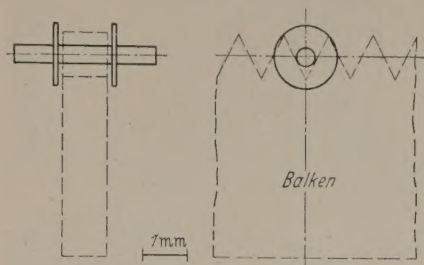


Abb. 2. Sitz des Reiters auf dem Balken.

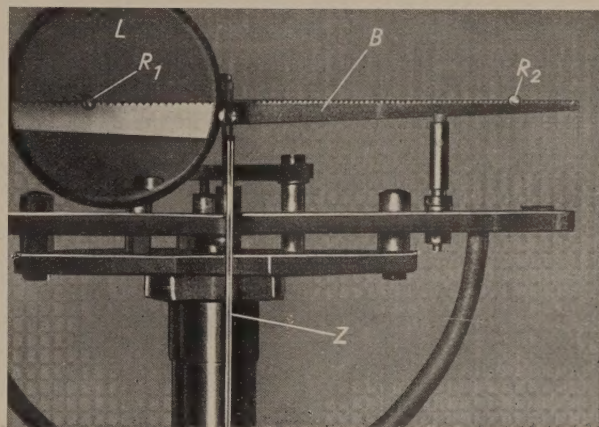


Abb. 2a. Teilansicht des Balkens und der Arretierungsvorrichtung.

Abb. 2a; darin sind: R_1 der Empfindlichkeitsreiter, R_2 der Justierreiter, B der Balken und Z der Zeiger (Skalenträger). Die Lupe L läßt den Teil des Balkens mit der Kerbenteilung vergrößert erscheinen, auf dem der Reiter R_1 versetzt wird.

Die Gehänge aus 30μ dickem Phosphorbronzedraht sind mit ihrem einen Ende in die erwähnten Glasröhrchen eingekittet. An ihrem freien Ende tragen sie mit einem Häkchen die Waagschalen von je 100 Milligramm Masse. Um Zerrungen der empfindlichen Aufhängedrähte zu vermeiden, werden die Waagschalen zur Be- und Entlastung mittels einer langen Drahtgabel von den Häkchen abgenommen. Die Gesamtmasse des schwingenden Systems beträgt etwa 3 Gramm.

Eine der Voraussetzungen für das Gelingen guter Wägungen ist die Vermeidung von Luftbewegung im Waagegehäuse. Um diese Bewegung möglichst herabzusetzen, sind an Stelle der üblichen großen Gehäusetüren nur zwei Bedienungsöffnungen von 30 Millimeter Durchmesser vorgesehen, die sich, ohne störende Luftbewegung hervorzurufen, öffnen und schließen lassen; darüberhinaus vermeiden sie durch ihren kleinen Öffnungsquerschnitt einen störenden Zutritt von Außenluft, deren Temperatur im allgemeinen von der Lufttemperatur im Waageninnern

abweicht. Da das Gehäuse außerdem eine annähernd gleiche Temperatur annehmen soll, um Konvektion im Innern zu vermeiden, wurden zunächst die Glasscheiben des Gehäuses so weit wie möglich durch Aluminiumplatten ersetzt. Für später ist ein geschlossenes Aluminiumgehäuse vorgesehen.

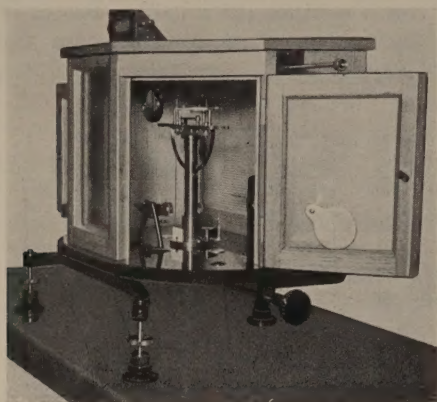


Abb. 3. Gesamtansicht der Waage.

Ergebnisse

Der Wert einer Balkenwaage wird durch die Größe des Balkenfehlers (der Ungleicharmigkeit), der Empfindlichkeit und Veränderlichkeit charakterisiert.

Die Waage, als Ganzes in Abb. 3 dargestellt, zeigt folgende Eigenschaften:

a) *Balkenfehler*. Da die Waage nur für Tara- wägungen (Bordasche Wägungen) verwendet werden soll, ist von vornherein auf die Einhaltung eines kleinen Balkenfehlers verzichtet worden. Es wären dazu Justiereinrichtungen für die Gehänge notwendig gewesen, die die Balkenmasse und die Veränderlichkeit erhöht hätten.

b) *Empfindlichkeit*. Die Versetzung des 1,40 Milligramm schweren Reiters nach Abb. 2 um eine Kerbe,

d. h. um $1/70$ des betreffenden Hebelarmes wirkte wie eine einseitige Zulage von $1,40 \cdot 1,70 = 0,02$ Milligramm.

Für die unbelastete Waage beträgt die Empfindlichkeit 1111 Millimeter/Milligramm (Skalenwert 0,0009 Milligramm). Mit zunehmender Belastung nimmt die Empfindlichkeit ab, so daß sie bei der Höchstlast den Wert 909 Millimeter/Milligramm (Skalenwert 0,0011 Milligramm) annimmt.

Die Schwingungsdauer der unbelasteten Waage beträgt etwa 15 Sekunden; bei der Höchstlast sinkt dieser Wert auf etwa 14 Sekunden.

c) *Veränderlichkeit*. Zur Bestimmung der Veränderlichkeit bei unbelasteter Waage wurden zehn Schwingungsmittelpunkte aus den beobachteten Umkehrpunkten berechnet. Nach jeder Wägung wurde die Waage wieder arretiert. Die in Masseneinheiten umgerechnete Streuung (quadratisches Mittel der Einzelabweichungen vom Durchschnitt) beträgt $\pm 0,0003$ Milligramm. Für entsprechende Wägungen mit der Höchstlast ergibt sich eine Streuung von $\pm 0,0004$ Milligramm.

Zusammenfassung

Es wird eine Balkenwaage mit Spitzenlagerung beschrieben, die 500 Milligramm als Höchstlast mit einer Unsicherheit von $\pm 0,0005$ Milligramm (10^{-6} der Höchstlast) zu bestimmen gestattet.

Der diffizile Balken mit allem Zubehör wurde von Herrn G. HEINE mit großer Sorgfalt angefertigt; die Verfasser sind ihm dafür zu Dank verpflichtet.

Literatur. [1] CARMICHAEL, H.: Canad. J. Phys. **30**, 525 (1952). — [2] BRADLEY, R. S.: J. sci. Instrum. **30**, 84 (1953). — [3] OLT, R. G.: Instrument Society of America, Pittsburgh, Pa. Paper No. 54-48-2. — [4] FELGENTRAEGER, W.: Feine Waagen, Wägungen und Gewichte. Berlin 1932, S. 103 ff.

Dr. E. HESS und Dr. W. THOMAS,
Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig.

Sichtbarmachung von Röntgenbildern mittels einer auf Röntgenstrahlen ansprechenden Fernsehaufnahmeröhre*

Von MANFRED KELLER und MARTIN PLOKE

Mit 10 Textabbildungen

(Eingegangen am 13. Juni 1955)

1. Grundlagen

Um Röntgenbilder sichtbar zu machen, bedarf es bekanntlich eines Bildwandlers, der das unsichtbare Röntgenbild auffängt und in ein sichtbares Bild verwandelt. Hierfür gibt es verschiedene Möglichkeiten; neben der Bilderzeugung mit dem Fluoreszenzschirm, der Kontaktphotographie, der Schirmbildphotographie und -kinematographie beschäftigt man sich heute in zunehmendem Maße mit der photoelektrischen Bildumwandlung. Da nämlich das übliche Schirmbild nur sehr lichtschwach und kontrastarm ist, erhofft man sich auf Grund der physiologischen Eigen-

schaften des Auges von einer Steigerung der Bildhelligkeit mittels eines photoelektrischen Wandlers eine bessere Kontrastdetailerkennbarkeit und, wenn möglich, auch eine Herabsetzung der erforderlichen Röntgendosis.

Zwei Verfahren der photoelektrischen Bildumwandlung kommen in Betracht. Bei dem einen wird das Bild als ganzes umgewandelt und auf einem Leuchtschirm dargestellt. Zu nennen ist hier der elektronenoptische Bildwandler, eine Vakuumröhre mit Photokathode und Leuchtschirm [1–5]. Auch Halbleiteranordnungen ohne Anwendung von Vakuumgefäßen [6], bei denen der Effekt der Elektrolumineszenz ausgenutzt wird, werden in Zukunft vielleicht eine Rolle spielen.

* Bezüglich weiterer Ergebnisse vgl. die Dissertation von M. KELLER, Röntgenleitfähigkeit amorpher Selenschichten und ihre Anwendung zur Röntgenbildverstärkung, Technische Hochschule Stuttgart, 1955.

Das andere Verfahren beruht auf dem Fernsehprinzip. Das Röntgenbild wird nicht nur photoelektrisch umgewandelt, sondern dabei auch Punkt für Punkt abgetastet und in eine Folge elektrischer Impulse zerlegt. Nach entsprechender Verstärkung erfolgt die Wiederzusammensetzung des Bildes auf einer Fernsehbildröhre. Hierbei ergeben sich u. a. folgende Vorteile: Die Helligkeit des Wiedergabebildes ist groß (100—200 asb), das Bild kann von mehreren Beobachtern gleichzeitig wahrgenommen werden. Es ist möglich die Bildqualität auf elektrischem Wege zu verbessern und den physiologischen Bedingungen des Sehens anzupassen. Man erreicht dies durch nichtlineare Verstärkung und Speicherung des Bildsignals.

Die durch das Fernsehen gegebenen Möglichkeiten der Sichtbarmachung von Röntgenbildern sind schon frühzeitig erkannt worden. Über ältere Ansätze, so z. B. von DAUVILLIER, die bis zum Jahre 1915 zurückreichen, berichtet H. LORENZ [7]. In neuerer Zeit wurde eine arbeitsfähige Anlage von MORGAN und STURM [8] vorgeführt. Das Leuchtbild auf dem üblichen Fluoreszenzschirm wurde mittels einer Spiegeloptik auf ein ausgesuchtes Superorthicon abgebildet und als projiziertes Fernsehbild wiedergegeben. Nach Angaben der Verfasser müßten jedoch noch empfindlichere Fernsehaufnahmeröhren zur Verfügung stehen, ehe eine Einsatz bei der medizinischen Diagnostik in Betracht gezogen werden kann. Nach einem anderen Prinzip arbeitet das Verfahren von MOON [9]. Ähnlich dem flying spot-Verfahren der Fernsehtechnik wird das Objekt durch ein schmales Röntgenstrahlenbündel abgetastet. Als Strahlungsquelle dient eine spezielle Röntgenröhre mit rasterförmig bewegtem Elektronenstrahl, als Empfänger ein mit einer Photozelle gekoppelter Leuchtkristall. Hoher Aufwand bei der Röntgenröhre begrenzt in diesem Fall die Anwendbarkeit.

Erwünscht wäre ein Gerät, das ein Röntgenbild von der Qualität der photographischen Aufnahme liefert, im Gegensatz zu dieser aber unverzögerte Beobachtung zuläßt. Der Bildwandler in den gegenwärtigen Ausführungsformen entspricht diesen Anforderungen nur teilweise, weil ihm zwei wichtige Eigenschaften des photographischen Verfahrens fehlen; 1. die Erhöhung des Bildkontrastes über den Strahlungscontrast hinaus und 2. die Fähigkeit zur Speicherung der Bildinformation. Auch reicht das Bildformat bisher nicht an das Format des Röntgenschirmbildes von ca. $30 \times 30 \text{ cm}^2$ heran.

Mit Hilfe des Fernsehens könnten diese Lücken geschlossen werden. Voraussetzung wäre jedoch die Entwicklung einer photoelektrischen Anordnung, die einen hohen Prozentsatz der Röntgenquanten auszunützen und die Bildinformation zu speichern gestattet. Ob dieses Ziel mit der optischen Abbildung des Fluoreszenzschirmes auf eine übliche Fernsehaufnahmeröhre erreicht werden kann, hängt u. a. noch von der Entwicklung geeigneter elektronischer oder magnetischer Speicher ab. Für das MOONSche Verfahren, das ohne Speicherung arbeitet, wurde bereits früher eine zusätzliche Bildspeicherung, in diesem Fall mittels einer besonderen Bildspeicherröhre, vorgeschlagen [10].

Man kann aber auch einen anderen Weg beschreiten und die photoelektrische Umwandlung des

Röntgenbildes in die Fernsehaufnahmeröhre verlegen. Für eine solche Anwendung scheidet der äußere Röntgenphotoeffekt aus, weil die Ausbeute an Photoelektronen zu gering ist. Wir haben deshalb eine Lösung unter Anwendung des inneren Photoeffektes angestrebt. Allerdings wird die Auswahl an röntgenempfindlichen Substanzen, die an sich schon gering ist, noch dadurch eingeschränkt, daß nach den Erfahrungen mit Photohalbleiterikonoskopen [11—14] und Orthiconröhren (Vidicon [15—17], Conductron [18]) eine störungsfreie Bildwiedergabe nur mit hochohmigen, strukturlosen Halbleiterschichten zu erhalten ist. Auf solchen Schichten kann die Bildinformation in Form eines Ladungsbildes gespeichert werden, sofern die Zeitkonstante für das Entladen der Schicht groß gegen die Dauer einer Bildabtastung ist. Als geeigneter Werkstoff mit diesen Eigenschaften hat sich amorphes Selen erwiesen.

2. Der Röntgenphotoeffekt im amorphen Selen

Obwohl an Selen der innere Photoeffekt im sichtbaren Spektralgebiet schon 1873 (SMITH) und auch der Röntgenphotoeffekt 1897 (GILTAY) entdeckt worden ist, bereitete gerade dieser Halbleiter für das Verständnis der verschiedenen Effekte wegen der schwer zu beseitigenden Trägheits- und Ermüdungserscheinungen große Schwierigkeiten. Dies hängt zum Teil damit zusammen, daß Selen in verschiedenen Modifikationen, zwei amorph und drei kristallinen, vorkommt. Um im Sichtbaren einen großen Photoeffekt zu erhalten, wendet man bei Photowiderständen und Photoelementen aus Selen heute in der Regel ein Formierungsverfahren an, das zu einem niederohmigen Selen mit kristallinen Anteilen führt. Nach ähnlichen Verfahren hergestellte Röntgendosimeterzellen aus Selen [19] haben aber keine Verbreitung gefunden, weil der Röntgenphotoeffekt allgemein von stärkeren Ermüdungserscheinungen als der Photoeffekt im Sichtbaren begleitet ist. Auch schlecht leitendes „amorphes“ Selen mit einem Dunkelwiderstand von ca. 10^{12} Ohm cm findet neuerdings in Fernsehröhren vom Typ des Vidicons Anwendung [20].

Es wurden nun Selenschichten mit möglichst hohem Dunkelwiderstand hergestellt, von denen angenommen werden kann, daß der amorphe Zustand des Selen in besonders vollkommener Weise verwirklicht ist, und auf ihr Verhalten gegenüber Röntgenstrahlen untersucht. Die Schichten wurden, wie üblich, im Hochvakuum aufgedampft, wobei die Unterlage zur Erzielung einer amorphen Struktur auf einer Temperatur von weniger als 20° C gehalten wurde. Zahlreiche Versuche wurden mit ca. 5 cm^2 großen Zellen ausgeführt, die aus einem polierten Aluminiumblech als Schichtträger, der aufgedampften Selenschicht und einer ebenfalls aufgedampften Aluminiumdeckelektrode bestanden.

Diese Schichten besitzen einen Dunkelwiderstand in der Größenordnung von 10^{15} Ohm cm und werden bei Bestrahlung mit Röntgenlicht photoelektrisch leitend. Der Effekt ist reproduzierbar und frei von den erwähnten Ermüdungserscheinungen. Wird die Schicht beispielsweise 0,04 sec lang einer Röntgenbestrahlung ausgesetzt, so stellt sich die Leitfähigkeit praktisch sofort auf den neuen Wert ein und geht am Ende der Bestrahlung ohne Nachwirkung auf den Aus-

gangswert zurück. Bei einer größeren zeitlichen Auflösung des Leitfähigkeitssprunges wird der An- und Abklingvorgang sichtbar (Abb. 1). Man findet eine von der Intensität abhängige Halbwertszeit der Größenordnung 10^{-3} – 10^{-4} sec. Die An- und Abklingvorgänge lassen auf einen bimolekularen Leitfähigkeitsmechanismus schließen. Trägheitserscheinungen werden dann beobachtet, wenn das Selen kristalline Bei-

200–300 μ bei einem 70 kV-Bremsspektrum. Die Deutung dieses Effektes gibt einen Hinweis auf den Anregungsmechanismus der Röntgenleitung im amorphen Selen. Es konnte der Nachweis erbracht werden, daß die absolute Quantenausbeute an angeregten Leitfähigkeitszuständen in der Selschicht von der Schichtdicke abhängig ist, daß diese Ausbeute bei der optimalen Schichtdicke nahe bei 1 liegt

und daß bei $E = 50$ kV/cm eine effektive Quantenausbeute von 500 erzielt wird, d. h., daß pro absorbiertes Röntgenquant etwa 500 sekundäre Ladungsträger (Defektstellen) die Selschicht durchqueren.

Im Hinblick auf die Anwendung werde der Photostrom in einer amorphen Selschicht von der Ausdehnung des üblichen Schirmbildes unter folgenden Annahmen berech-

net: Fläche $F = 30 \times 30$ cm², Schichtdicke $d = 150$ μ , Bestrahlung mit einem 70 kV-Bremsspektrum, effektive Wellenlänge 0,3 Å, Feldstärke $E = 50$ kV/cm. Nach Abb. 2 ist für die Röntgenempfindlichkeit der Wert $\alpha = 10^{-14}$ (Ohm cm mr/s)⁻¹ einzusetzen. Als Dosisleistung wird $I = 10$ mr/s gewählt. Werte dieser Größenordnung können bei Thoraxdurchleuchtungen vorkommen und sollten, wie noch näher begründet wird, nicht wesentlich unterschritten werden, wenn bei periodischer Abtastung Bilder ohne Photonenrauschen, mit guter Gradation und Schärfe entstehen sollen. Nach Gl. (1) beträgt dann der Röntgenphotostrom $i_R = 4,5$ μ A.

Eine solche Schicht aus amorphem Selen der Dicke 150 μ , die etwa 35% der auffallenden Strahlung absorbiert, erscheint für die photoelektrische Umwandlung zur Fernsehübertragung von Röntgenbildern geeignet [21], denn ihre Eigenschaften entsprechen weitgehend den Grundforderungen, die an halbleitende, strahlenempfindliche Schichten von Fernsehaufnahmeröhren zu stellen sind (11–18):

1. Der Photostrom übertrifft mit dem errechneten Wert von 4,5 μ A den Signalstrom dieser Röhren, der in der Größenordnung 0,1 μ A liegt, bei weitem.

2. Die Zeitkonstante des An- und Abklingens der Röntgenleitfähigkeit ist mit 10^{-3} – 10^{-4} sec gegen die Bildwechselfrequenz von $1/25$ sec zu vernachlässigen.

3. Die Schicht weist ausreichende Speichereigenschaften auf. Die Zeitkonstante für das Entladen der Schicht berechnet sich aus dem spezifischen Dunkelwiderstand $\rho = 10^{15}$ Ohm cm und der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = 5,8$ zu $\tau = \epsilon \epsilon_0 \rho = \text{ca. 8 Minuten}$.

Zur Ergänzung soll noch kurz auf andere photoelektrische Schirme für das Röntgengebiet eingegangen werden. Für einen solchen Vergleich kommt in erster Linie die beim Röntgenbildwandler verwendete Kombination eines Röntgenleuchtschirmes mit einer Cäsium-Antimonphotokathode in Betracht. In der Literatur findet sich die Angabe [4], daß der normale Röntgenfluoreszenzschirm ungefähr 65% der Strahlung absorbiert und pro absorbiertes Röntgenquant ca. 5000 Lichtquanten aus-

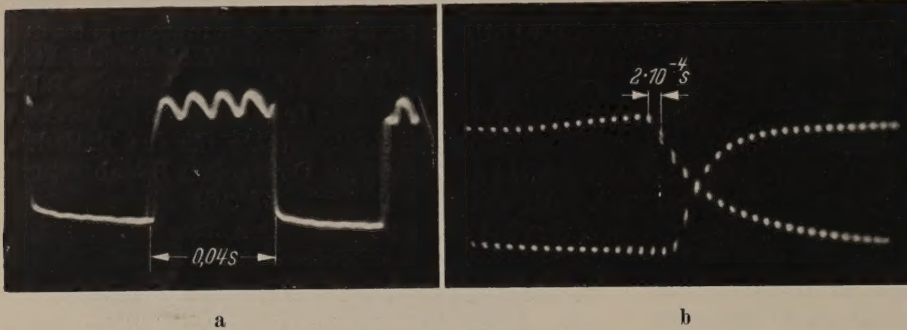


Abb. 1. Oszillogramm der Röntgenleitfähigkeit einer amorphen Selschicht.

a) Röntgenstrahlung von 0,04 sec Dauer (4-Ventil-Gleichrichtung, ungeglättet), b) An- und Abklingvorgang.

mengungen und Verunreinigungen enthält, die sich auch in einem verringerten Dunkelwiderstand bemerkbar machen. Da sich reines, amorphes Selen wie ein Isolator verhält, wiesen die Versuchszellen eine hohe Spannungsfestigkeit auf. Die meisten Zellen konnten ohne Schaden mit 50 kV/cm belastet werden, Durchschläge wurden im allgemeinen nicht unter 300 kV/cm beobachtet.

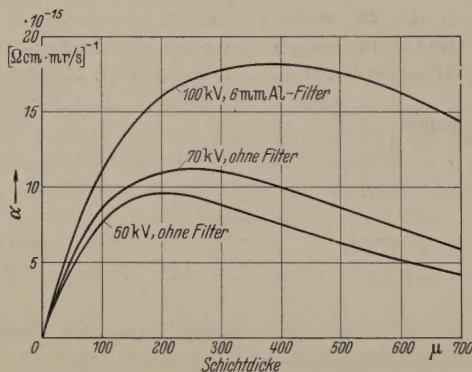


Abb. 2. Schichtdickenabhängigkeit der Röntgenempfindlichkeit von amorphem Selen.

Messungen mit einer Röntgenröhre mit Wolframantikathode als Strahlungsquelle und einer Ionisationskammer als Meßgerät führten zu dem Resultat, daß der Röntgenphotostrom bei gegebener Zellenspannung der Strahlungsintensität und der Feldstärke proportional ist. Man kann ansetzen

$$i_R = \alpha I E F. \quad (1)$$

Dabei bedeutet i_R den Röntgenphotostrom in A, I die Dosisleistung in Milliröntgen pro Sekunde (mr/sec), $E = U/d$ die Schichtfeldstärke in kV/cm und F die Zellenfläche in cm². Die durch obige Gleichung definierte Röntgenempfindlichkeit α , gemessen in (Ohm cm mr/sec)⁻¹, ist keine reine Materialkonstante, sondern hängt noch wesentlich von der Schichtdicke und der Strahlenqualität ab (Abb. 2). Bemerkenswert ist die Tatsache, daß es eine optimale Schichtdicke gibt. Nach Abb. 2 beträgt diese etwa

sendet. Die Quantenausbeute der Photokathode beträgt optimal etwa 10 %, so daß auf ein absorbiertes Quant ca. 500 Ladungsträger kommen. In der Praxis ist die Quantenausnutzung kleiner, weil der Leuchtschirm des Bildwandlers eine geringere Schichtdicke hat und nur ca. 2% der Strahlung absorbiert. Die Ausbeute an Ladungsträgern ist demnach kleiner als bei einer amorphen Selenschicht optimaler Dicke. Im Vergleich zur Bildwandlerkathode hat die Selenschicht noch weitere Vorteile:

- Die Schicht kann leicht in beliebiger Größe hergestellt werden.
- Selen ist im Gegensatz zur Cäsiumphotokathode unempfindlich gegen die Atmosphäre.
- Eine Selenschicht von $150\text{ }\mu$ Dicke ist dünner als die üblichen Fluoreszenzschirme und außerdem korlos.
- Die Selenschicht hat Speichereigenschaften, nicht aber die Bildwandlerkathode.

An weiteren röntgenempfindlichen Halbleitern ist Cadiumsulfid zu nennen, das aber anscheinend nur in Form von Einkristallen Röntgenleitfähigkeit zeigt [22], [23]. In dünner Schicht gelang es nicht, einen merklichen Photostrom zu erhalten. Überdies ist das Material relativ niederohmig und daher für die Ladungsspeicherung nicht geeignet. Von Antimontrisulfid ist bekannt, daß ein mit dieser Substanz ausgerüstetes Vidicon nur in geringem Maße auf Röntgenstrahlen anspricht [24]. Nach Abschluß der Arbeit sind zwei weitere Versuche zur Röntgenbildverstärkung mit Vidiconröhren bekannt geworden. ROSE und COPE [25] verwendeten wie wir eine Selenschicht, jedoch in geringer Schichtdicke. Die von HEIJNE, SCHAGEN und BRUINING [26] beschriebene Röhre enthielt ein speziell präpariertes Bleioxyd, das ca. 5% der auffallenden Strahlung absorbiert. Das nutzare Bildformat betrug in beiden Fällen nur etwa 1 cm^2 .

3. Das Röntgenikonoskop

Bei sehr großer, photoelektrischer Aufangfläche bereitet die Abtastung mit langsamen Elektronen Schwierigkeiten, daher wurde die Selenschicht mit 1 kV-Elektronen abgetastet. Die Versuchsröhre (Abb. 3) stellt somit ein Photohalbleiterikonoskop, hier als Röntgenikonoskop bezeichnet, mit ungewöhnlich großen Abmessungen dar. Sie ähnelt im Aufbau dem gewöhnlichen Ikonoskop, in bezug auf die Wirkungsweise sind jedoch Unterschiede vorhanden.

Auf eine Aluminiumkappe, die gleichzeitig als Signalplatte und Kolbenabschluß dient, ist die Selenschicht im Hochvakuum aufgedampft. Selenschicht und Signalplatte bilden die strahlenempfindliche Speicheranordnung des Ikonoskops. Durch den gewählten Aufbau werden Streu- und Absorptionsverluste in der Wandung weitgehend vermieden, eine mit 8 mm Aluminium gefilterte 70 kV-Bremsstrahlung wird in der Kappe nur zu ca. 20% absorbiert. Ein 8 mm starker Glaskolben würde dagegen einen Absorptionsverlust von mehr als 80% bewirken. Der weitere Aufbau geht aus Abb. 3 hervor. Der Entladungsraum wird durch die Speicheranordnung, einen großen Glaszylinder und eine Metallplatte mit

vakuumdicht aufgesetztem Strahlssystem begrenzt. Im Innern befindet sich, gegen die Metallplatte isoliert, die mit der Anode des Strahlsystems verbundene Kollektorelektrode, die zur Einsammlung der Sekundärelektronen dient. Zur Erzeugung, Konzentration und Ablenkung des Elektronenstrahles dienen die in der Fernsehtechnik bekannten Bauelemente.

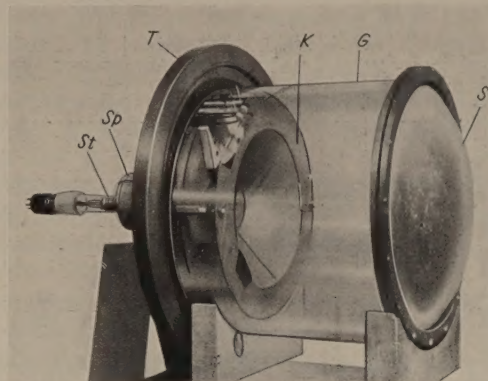


Abb. 3. Röntgenikonoskop. Ansicht der Versuchsröhre.
T Trägerplatte; G gummigedichteter Glaszylinder;
St auswechselbares Strahlssystem; S Signalplatte;
Sp Spulen zur Strahlkonzentration und Ablenkung;
K Kollektor.

Das Röntgenikonoskop ist Bestandteil einer Fernsehanlage mit den in Abb. 4 dargestellten Hilfsgeräten und Stromkreisen. Die Abtastung erfolgte ohne Anwendung des Zeilensprungverfahrens mit 50 Bildern pro Sekunde zu je 300 Zeilen. Bei der europäischen Fernsehnorm sind vergleichsweise 50 Halbbilder/sec zu je 312,5 Zeilen vorgesehen. Das vom Röntgenikonoskop angelieferte Bildsignal wurde in dem Bildverstärker mit einer Durchlaßbreite von

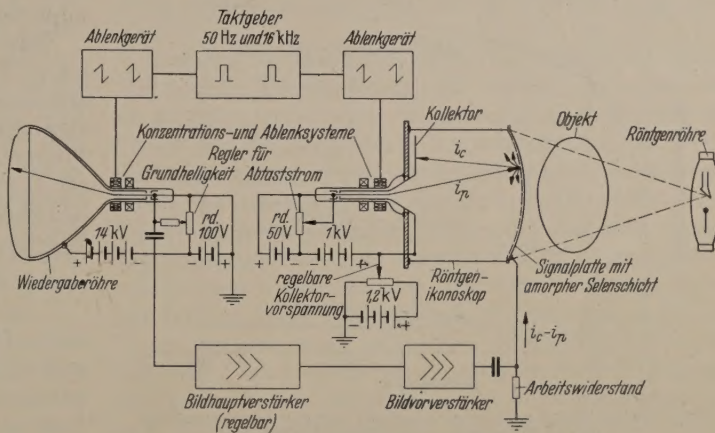


Abb. 4. Schema der Fernsehanlage zur Röntgenbildverstärkung.

2 MHz soweit verstärkt, daß die Bildröhre voll angesteuert werden konnte. In den Verstärkerkanal können gegebenenfalls weitere Hilfsgeräte, etwa ein nichtlinear arbeitender Kontrastverstärker oder ein magnetisches Bildaufzeichnungsgerät, eingefügt werden. Mit derartigen Zusatzeinrichtungen wurde jedoch vorerst nicht experimentiert, die Wirkung einer Kontrasterhöhung und Bildspeicherung läßt sich bereits auf Grund der Eigenschaften des Röntgenikonoskops und der Bildröhre demonstrieren.

Der Mechanismus der Signalerzeugung in Fernsehaufnahmeröhren vom Typ des Ikonoskops [27], Halbleiter- [28], [29] und Photohalbleiterikonoskops

[11–14] kann heute als weitgehend geklärt angesehen werden. Danach übt der Abtaststrahl unter normalen Betriebsbedingungen folgende Wirkungen aus:

1. An der Oberfläche des Photohalbleiters werden mehr Sekundärelektronen ausgelöst als Primärelektronen auftreffen.

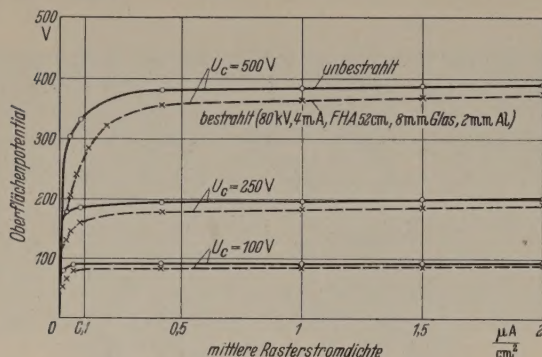


Abb. 5. Aufladepotential einer 350 μ dicken, amorphen Selenschicht bei Abtastung mit 1,5 kV-Elektronen (U_c = Kollektorspannung).

2. Während der Verweilzeit des Elektronenstrahles steigt das Potential des betreffenden Oberflächenelementes an.

3. Bei nicht zu großer Saugspannung zwischen Photohalbleiter und Kollektor wird der zum Kollektor übergehende Sekundärelektronenstrom durch das Oberflächenpotential gesteuert.

4. Der Differenzstrom zwischen dem Kollektorstrom i_c und dem Primärstrom i_p erzeugt am Arbeitswiderstand R im Stromkreis der Signalplatte das Bildsignal (vgl. Abb. 4).

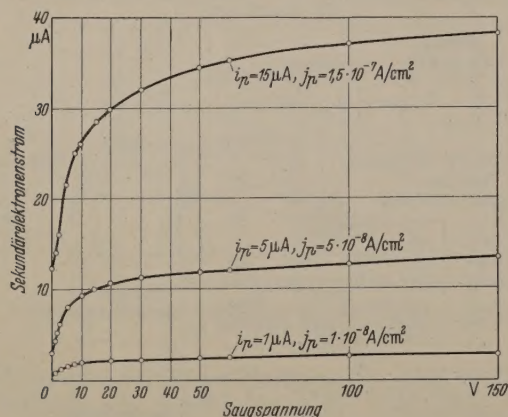


Abb. 6. Sekundärelektronenstrom bei Abtastung einer Aluminiumfläche mit 1 kV-Elektronen (Rasterfläche 100 cm², i_p = Primärstrom, j_p = Primärstromdichte).

Zur weiteren Klärung wurden die Entladungsvorgänge im Röntgenikonoskop untersucht, wobei im Vergleich zu üblichen Bildfängerröhren Unterschiede in den Betriebseigenschaften festgestellt wurden.

Betrachten wir zunächst den Vorgang 2, die Aufladung der Speicherfläche durch den Abtaststrahl. Während sich die Speicherfläche eines Ikonoskops mit äußerem Photoeffekt bei allen in Betracht kommenden Werten des Strahlstroms ungefähr auf Kollektorpotential auflädt, ist dies beim Röntgenikonoskop nicht der Fall. Das Aufladepotential der Selenschicht nimmt mit steigendem Strahlstrom zwar zu,

bleibt aber selbst bei einem Strom der Größenordnung mA unterhalb des Kollektorpotentials. Das ist das Ergebnis einer Messung des Oberflächenpotentials bei einer 350 μ dicken, elektronenbestrahlten Selenschicht (Abb. 5). Für die Messung wurde ein Teil der Se-Schicht mit einer für 1,5 kV-Elektronen durchlässigen Aluminiumschicht bedampft. Das Potential des Aluminiumbelages wurde dann in einer Kompensationsschaltung bestimmt, als Nullindikator diente eine Elektrometerröhre in Verbindung mit einem Oszillographen. Hiermit im Einklang steht die Beobachtung, daß die Bildgröße auf dem Schirm der Wiedergaberöhre durch die Größe des Strahlstromes im Röntgenikonoskop beeinflusst wird. Dadurch, daß sich zwischen Kollektor und Schicht ein Feld ausbildet, das den Primärstrahl abbremst, wird das Abtastraster vergrößert und der Abbildungsmaßstab verkleinert.

Zur Erklärung der Erscheinung muß angenommen werden, daß der Widerstand von Selen durch Elektronenbeschuss vorübergehend erniedrigt wird. Es handelt sich um den Effekt der induzierten Leitfähigkeit, der an Selen in dünner Schicht beobachtet wird, wenn die Oberfläche gegen die Unterlage positiv vorgespannt ist [30]. Bei umgekehrter Polung tritt keine Leitfähigkeitsänderung ein. Durch Messungen an der 350 μ dicken, mit Aluminium bedampften Selenschicht wurde festgestellt, daß der Effekt auch bei den für das Röntgenikonoskop in Betracht kommenden großen Schichtdicken auftritt. Man kann annehmen, daß die Erscheinung mit dem Defektleitungscharakter des Selen zusammenhängt. Bei der Auslösung von Sekundärelektronen bleiben im Selen positive Ladungen (Defektstellen) zurück, die von der Signalplatte aufgenommen werden. Dies verhindert, daß das Oberflächenpotential bis zum Kollektorpotential ansteigt.

Für die Entstehung des Bildsignals ist der Vorgang 3, die Steuerung des effektiven Sekundäremissionsstromes durch das örtlich verschiedene Oberflächenpotential maßgebend. Die auftretenden Potentialunterschiede können leicht mit Hilfe von Gl. (1) berechnet werden. Danach vermindert sich das Potential im Verlaufe einer Abtastperiode um den Betrag

$$|\Delta U| = U_0 \frac{\alpha}{\epsilon \epsilon_0} I t_B, \quad (2)$$

wenn U_0 das Anfangspotential, I die Dosisleistung und t_B die Bildspeicherzeit bedeutet. Setzt man wieder die Werte ein $\epsilon = 5,8$, $\alpha = 10^{-14}$ (Ohm cm mr/sec) $^{-1}$, ferner $U_0 = 750$ V, $I = 10$ mr/sec und $t_B = 1/25$ sec, so folgt $|\Delta U| = 17$ V. Bei einer Dosisleistung von 10 mr/sec können somit bereits Potentialunterschiede von über 10 Volt auftreten, der Dunkelwiderstand von 10^{15} Ohm cm führt unter den gleichen Bedingungen nur zu einer Potentialänderung von 0,06 V. Da Potentialunterschiede in der Größenordnung von 1 V ausreichen, um bei einer Fernsehaufnahmerröhre eine hinreichende Steuerung des Signalstroms zu erhalten, ist sichergestellt, daß eine Steuerspannung ausreichender Größe vorhanden ist.

Einen Einblick in den Steuervorgang vermitteln die Sekundäremissionskennlinien (Abb. 6). Diese Kennlinien sind mit einer Aluminiumelektrode anstelle der Selenschicht gewonnen, aufgetragen ist die

Stromaufnahme des Kollektors in Abhängigkeit von der Spannungsdifferenz zwischen Kollektor und sekundäremittierender Platte bei verschiedenen Rasterstromdichten. Das Bildsignal ist der Steilheit der Kennlinien proportional. Bei einer Saugspannung von 2 V erreicht es ein Maximum, aber auch bei sehr großer Saugspannung verlaufen die Kennlinien noch etwas geneigt, so daß auch dann Signale entstehen.

Es fragt sich, ob die Kennliniensteilheit ausreicht, um die vollständige Entladung eines Bildpunktelementes bei der Abtastung sicherzustellen. Bedingung hierfür ist, daß die Zeitkonstante der Entladungstrecke klein gegen die Verweilzeit des Abtaststrahles auf dem Element ist. Diese Bedingung kann man schreiben

$$RC \ll \tau, \quad (3)$$

wobei C die Bedeutung der Kapazität des Bildpunktelementes hat, R entspricht der reziproken Steilheit S der Sekundäremissionskennlinie im Arbeitspunkt. Dieser Wert kann der Abb. 6 entnommen werden, wenn man annimmt, daß die Sekundäremissionskoeffizienten von Selen und Aluminium nicht wesentlich voneinander abweichen. Bei einer Rasterstromdichte von $5 \cdot 10^{-9}$ A/cm² ergibt sich z. B. für den steilsten Punkt der zugehörigen Kennlinie der Wert $S = 0,2 \mu\text{A/V}$ und weiter $R = 1/S = 5$ Megohm. Die Kapazität kann auf $C = 0,1$ pF geschätzt werden (Schichtdicke 150 μ , Abtastfläche 30×30 cm², 300 000 auflösbare Bildpunktelemente). Es ergibt sich $RC = 4 \cdot 10^{-7}$ sec, während die Verweilzeit bei Zugrundelegung der europäischen Fernsehnorm nur $\tau = 0,6 \cdot 10^{-7}$ sec beträgt. Die Entladungsbedingung ist also in diesem Fall nicht erfüllt.

Experimentell zeigt sich, daß für gute, rauschfreie Bilder ein Abtaststrom von ca. $0,5 \mu\text{A}$ entsprechend einer Rasterstromdichte von $5 \cdot 10^{-10}$ A/cm² erforderlich ist. Die Steilheit der zugehörigen Sekundäremissionskennlinie ist daher noch geringer anzusetzen. Ebenfalls im ungünstigen Sinne wirkt sich der Potentialunterschied zwischen Kollektor und Selenschicht aus, so daß die gespeicherten Oberflächenladungen unter normalen Abtastbedingungen nicht mit einer einzigen Abtastung entfernt werden können. Trotz der Mängel des Abtastmechanismus ist das beschriebene Röntgenikonoskop zur Wiedergabe von Durchleuchtungsbildern mit großem Informationsinhalt geeignet. Wie noch näher dargelegt wird, ist die erreichbare Bildqualität im wesentlichen durch die Eigenschaften des (auf absorbierte Quanten bezogenen) Strahlungsbildes und nicht durch den Vorgang der Signalerzeugung begrenzt.

4. Fernseh-Röntgenbilder

Eine kontinuierliche Bildübertragung ist bei Fernsehaufnahmeröhren vom Ikonoskoptyp an die Erfüllung folgender Bedingungen gebunden: a) die Oberfläche des Ladungsspeichers lädt sich bei jeder Abtastung auf denselben Ladungsgrundzustand auf, b) gespeicherte Ladungen werden im Abtastmoment vollständig gelöscht. Beide Bedingungen sind bei der Versuchsröhre nicht erfüllt. Deswegen können beim derzeitigen Entwicklungsstand nur ruhende Objekte dargestellt werden, wobei eine spezielle Abtasttechnik anzuwenden ist. Vor Beginn der Durchleuchtung wird die Selenschicht mit großem Strahl-

strom ($> 100 \mu\text{A}$) bei einer Kollektorvorspannung von ca. 1000 V einige Sekunden lang abgetastet. Dabei lädt sich die Schichtoberfläche auf ein Potential unterhalb des Kollektorpotentials auf. Anschließend wird mit kleinem Strahlstrom (ca. $0,5 \mu\text{A}$) abgetastet und zugleich das Röntgenstrahlungsbild eingestrahlt. Das Durchleuchtungsbild erscheint dann auf dem Schirm der Fernsehbildröhre, bleibt eine Zeit lang sichtbar, um im Verlaufe von 30 . . . 60 sec allmählich zu verblassen, weil das Oberflächenpotential der Selenschicht bei kleinem Strahlstrom langsam absinkt. Um das Bild wieder deutlich hervortreten zu lassen, muß das Potential durch Abtasten mit großem Strahlstrom erneut angehoben werden. Anschließend kann, wie zuvor, mit kleinem Strahlstrom abgetastet werden. Eine Verbesserung der Abtastbedingungen ist möglich, wenn die Kollektorvorspannung während der Abtastung nachgeregelt wird. Auf diese Weise kann erreicht werden, daß sich der Arbeitspunkt vom flachen Teil der Sekundäremissionskennlinien (Abb. 6) in das Gebiet größter Steilheit verlagert. Diese Abtasttechnik wurde im Fall der Abb. 7a und 7c angewandt.

Obwohl in der Fernsehanlage nach Abb. 4 kein nichtlinearer Verstärker zur Kontrastanhebung vorgesehen ist, gelingt es leicht kontrastreiche Bilder zu erhalten. Erstens wirkt die Lichtsteuerkennlinie der Bildröhre kontrasterhöhend, zweitens kann durch Regelung des Verstärkungsgrades und durch geeignete Einstellung der Grundhelligkeit der Kontrastumfang verändert werden. Etwa nicht interessierende, dunkle oder helle Bildpartien können teils mit Hilfe zusätzlicher Dioden abgeschnitten werden. Röntgenfernsehbilder zeigen daher im allgemeinen keinen Kontrastmangel. Häufig ist der Kontrast zu groß, so daß die Bildverstärkung verringert werden muß.

Um die Leistungsfähigkeit der Anlage in bezug auf Kontrastverstärkung und -auflösung beurteilen zu können, wurde eine Aluminiumplatte von 10 mm Dicke mit 5 Stufen von je 1 mm Dicke durchstrahlt. Abb. 7a zeigt im Vergleich zum Röntgenleuchtschirm (Abb. 7b) einen erhöhten Kontrast, der Kontrast-Verstärkungsfaktor entspricht etwa $\gamma = 7$. Bei einer feiner abgestuften Platte mit einer Stufenhöhe von 0,4 mm statt 1 mm waren auf der Bildröhre ebenfalls Kontraststufen, wenn auch mit weniger ausgeprägten Konturen, zu erkennen (Abb. 7c). Eine entsprechende hier nicht wiedergegebene Aufnahme vom Röntgenbildleuchtschirm zeigte keinerlei Schwärzungsunterschiede, die Kontraststufen wurden also nicht mehr aufgelöst. Auch bei 0,2 mm starken Aluminiumstufen waren auf dem Schirm der Bildröhre noch Kontrastunterschiede festzustellen. Der in Abb. 7c vorhandene Strahlungskontrast kann aus dem Schwächungskoeffizienten des Aluminiums, der bei $\lambda = 0,3$ Å den Wert $\mu = 1,26$ hat, berechnet werden. Mit der gemessenen Dosisleistung von 1,5 mr/sec bzw. Bild-dosis von 60 μr ergibt sich der aufgelöste Strahlungs- bzw. Dosiskontrast zu 75 $\mu\text{r/sec}$ bzw. 3 μr je Stufe.

Zur Bestimmung des Kontrastdetail-Auflösungsvermögens wurde eine mit Bohrungen verschiedener Tiefe und unterschiedlichen Durchmessers versehene 10 mm dicke Plexiglasplatte mit einer 65 kV-Bremsstrahlung durchstrahlt. Auf dem Schirm der Fernsehbildröhre konnten noch Kontrastdetails von

1,5 mm Tiefe und 1,5 mm Durchmesser wahrgenommen werden. Auf einer zum Vergleich angefertigten Kontaktaufnahme mit Verstärkerfolie konnte bei

merkenswert, daß der Fingernagel einen wahrnehmbaren Kontrast erzeugt, das RF-Bild eines Fußes (Abb. 9c) läßt andeutungsweise die Knochenstruktur

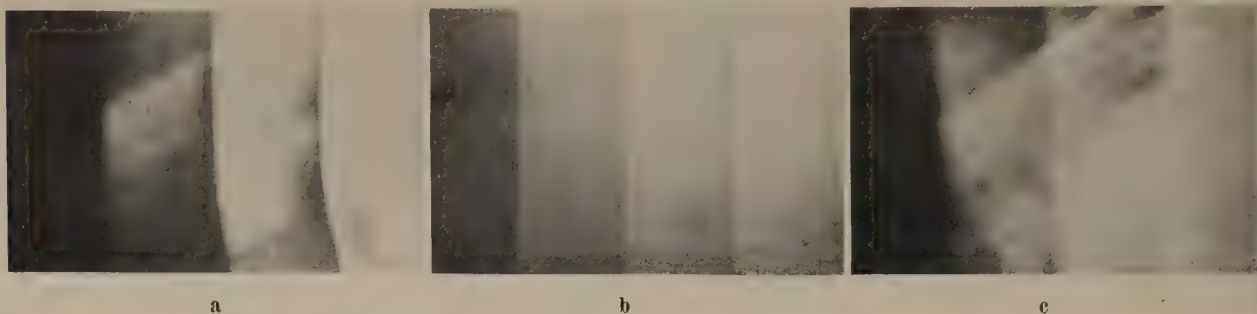


Abb. 7. Röntgenbilder einer Aluminiumtreppe, mittlere Dicke 10 mm, 65 kV, 3 mA, 75 cm FHA.
a) 1 mm-Stufen, Fernsbild, Belichtung 0,1 sec, b) 1 mm-Stufen, Röntgenleuchtschirmbild, Belichtung 250 sec,
c) 0,4 mm-Stufen, Fernsbild, Belichtung 0,1 sec.

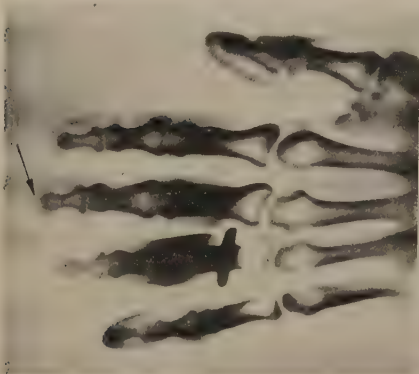


a

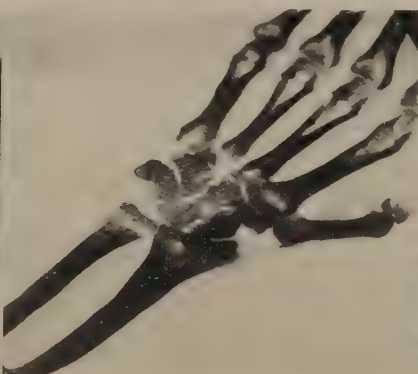


b

Abb. 8. Röntgenfernsehbilder ausgedehnter Objekte (ca. 30×30 cm²). Helligkeitsverstärkung gegenüber dem R-Leuchtschirm ca. 3000fach.
a) Brustkorb (R-Röhre 110 kV, 4 mA, 75 cm FHA, Belichtung 1/10 sec), b) Kniegelenk (R-Röhre 90 kV, 4 mA, 75 cm FHA, Belichtung 1/10 sec).



a



b



c

Abb. 9. Verschiedene Röntgenfernsehbilder.
Helligkeitsverstärkung gegenüber dem R-Leuchtschirm ca. 3000fach (R-Röhre 55 kV, 2 mA, 75 cm FHA, Belichtung 1/25 sec).
a) Finger (Pfeil deutet auf Fingernagelkontrast), b) Hand, c) Fuß (Pfeil deutet auf Knochenstruktur).

Anwendung einer 40 kV-Bremsstrahlung keine bessere Erkennbarkeit erzielt werden.

Mit den Fernsehbildern eines Brustkorbes und eines Kniegelenkes (Abb. 8) soll der Nachweis erbracht werden, daß das Verfahren auch zur Wiedergabe großer Objekte geeignet ist. An Abb. 9a ist be-

erkennen. Die Aufnahmen wurden mit einer Contax IIIa mit Objektiv 1:1,5 und 21/10 Din-Kleinbildfilm gemacht. Die Helligkeit des Wiedergabebildes auf der nicht aluminisierten Bildröhre betrug etwa 100 asb. Im Vergleich zum Röntgenleuchtschirmbild bedeutet dies eine ca. 3000fache Helligkeitsverstär-

kung. Im umgekehrten Verhältnis stehen die für eine photographische Aufnahme aufzuwendenden Dosiswerte. Das Auflösungsvermögen der Bilder in Zeilenrichtung stimmt ungefähr mit dem aus der höchsten Übertragungsfrequenz berechneten von 1,2 mm überein.

5. Grenzen und Möglichkeiten des Verfahrens

Bei den Versuchen kam es uns darauf an, den Nachweis zu erbringen, daß die durch das Fernsehen gegebenen Möglichkeiten der Akkumulation und Kontrastverstärkung der Röntgenstrahlungsbilder realisiert werden können. Wie eingangs erwähnt wurde, muß das Ziel der Entwicklung die Schaffung einer Fernsehaufnahmeröhre in Kombination mit einem Speicher sein, der einen möglichst großen Anteil der Bildinformation nützlich verwertet. Es bleibt zu prüfen, inwieweit das beschriebene Röntgenikonoskop diesen Anforderungen genügt. Hierzu ist es notwendig, zunächst den Begriff der Bildinformation näher zu umreißen.

a) Eigenschaften der Strahlungsbilder

Röntgendurchleuchtungsbilder haben bekanntlich die Eigenschaft, daß in jedem Bildpunktelement nur eine verhältnismäßig kleine Anzahl von Röntgenquanten zur Wirkung kommt. Zwischen der Dosis D in mr und der auf ein Flächenelement Δf in mm² entfallenden Anzahl N von Röntgenquanten besteht die Beziehung

$$N = \frac{a D}{h \nu} \Delta f = 1,5 \cdot 10^5 \Delta f D, \quad (4)$$

wobei sich der angegebene Wert des Zahlenfaktors auf eine gefilterte 75 kV-Bremsstrahlung mit einer Schwerpunktwellenlänge von 0,3 Å bezieht, für die $a = 1,01$ erg/mr zu setzen ist (7). Da die Quanten in unregelmäßiger Folge eintreffen, schwankt ihre Anzahl um den Mittelwert. Ihre relative Schwankung

$$s = 1/\sqrt{N} \quad (5)$$

ist die Ursache einer Bildunschärfe, auf die erstmalig STURM und MORGAN [33] hingewiesen haben. Bei einer Thorax-Durchleuchtung z. B. ist mit einer Dosisleistung von 10 mr/s zu rechnen. Für die Röntgendosis, die beim Sehvorgang nach der Umwandlung in sichtbare Bilder zur Wirkung kommt, ist die Speicherzeit des Auges von ca. 0,1 sec maßgebend [31], [32]. Man bekommt daher in diesem Fall eine Dosis von 1 mr. Im Hinblick auf die praktische Anwendung rechnen wir mit einem Auflösungsvermögen $\delta = \sqrt{\Delta f} = 0,7$ mm, dem bei einer Leuchtdichte von 100 asb der relativ geringe, bereits in der Nähe der Wahrnehmungsschwelle liegende Kontrast 1,3 : 1 entspricht. Damit ergibt sich für dieses Beispiel eine relative Schwankung von 0,37%. Bei Unterleibsdurchleuchtungen ist die Schwankung größer, da die Quantendichte noch um 1 bis 2 Größenordnungen geringer ist.

Nach ROSE [31] können zwei Flächenelemente, auf die eine verschieden große Anzahl von Quanten N_1 und N_2 auftrifft, vom Auge erst dann unterschieden werden, wenn $(N_2 - N_1) N_1$ mindestens gleich dem fünffachen Schwankungsbetrag (5) ist. Dasselbe gilt für Röntgenquanten unter der Voraus-

setzung, daß ihre Umwandlung in sichtbares Licht verlustlos vonstattent geht. Wir stellen uns nun die Aufgabe, die Anzahl der im Strahlungsbild auflösbaren Kontraststufen zu bestimmen. Zu diesem Zweck teilen wir den Dosisumfang $D_{\max} - D_{\min}$ eines Strahlungsbildes in einzelne Stufen $D_1 - D_{\min}$, $D_2 - D_1$, $D_3 - D_2$ usw., von denen jede einzelne der Beziehung

$$\frac{D_1 - D_{\min}}{D_{\min}} = \frac{D_2 - D_1}{D_1} = \frac{D_3 - D_2}{D_2} = \dots = \frac{5}{\sqrt{N}} \quad (6)$$

genügt. Bei nicht zu kleiner Stufenzahl ist ihre Anzahl durch das Integral gegeben

$$z_1 = \frac{1}{5} \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} \frac{\sqrt{N}}{D} dD,$$

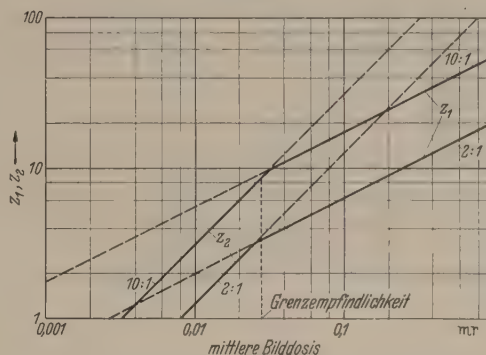


Abb. 10. Anzahl der im Fernsbild auflösbaren Kontraststufen in Abhängigkeit von der mittleren Bilddosis. z_1 = Stufenzahl bei Begrenzung durch Photonenrauschen, Kontrastumfang 2:1 und 10:1, effektive Wellenlänge 0,3 Å, Auflösungsvermögen 0,7 mm, weitere Einzelheiten s. T. z_2 = Stufenzahl bei Begrenzung durch Eigenrauschen.

das mit Hilfe von Gl. (4) ausgewertet werden kann. Wird noch $\Delta f = \delta^2$ gesetzt, so ergibt sich

$$z_1 = \frac{2}{5} \delta \sqrt{\frac{a}{h \nu}} (\sqrt{D_{\max}} - \sqrt{D_{\min}}). \quad (7)$$

Es ist zweckmäßig anstelle von D_{\max} und D_{\min} die mittlere Bilddosis $D_m = (D_{\min} + D_{\max})/2$ und den Strahlungsumfang $U = D_{\max}/D_{\min}$ einzuführen, so daß also

$$D_{\max} = 2 D_m \frac{U}{U+1}, \quad D_{\min} = 2 D_m \frac{1}{U+1} \quad (8a, b)$$

zu setzen ist. Die Zahl der im Strahlungsbild auflösbaren Stufen wird dann (δ in mm, D_m in mr)

$$z_1 = \frac{2}{5} \delta \sqrt{2 \frac{a}{h \nu} D_m \frac{\sqrt{U}-1}{\sqrt{U}+1}} = 150 \delta \sqrt{D_m \frac{\sqrt{U}-1}{\sqrt{U}+1}}. \quad (9)$$

Wie bei Gl. (4) bezieht sich der Zahlenfaktor, in diesem Falle 150, auf ein 75 kV-Bremspektrum. Man erhält Proportionalität zu δ , der linearen Ausdehnung der zu vergleichenden Flächenelemente und zur Wurzel aus der mittleren Bilddosis. Werden an die Bilder bestimmte Anforderungen hinsichtlich der Schärfe gestellt, so kann δ dem erwarteten Auflösungsvermögen gleichgesetzt werden, Gl. (9) gibt dann die Anzahl der in einem Kontrastbereich unterscheidbaren Stufen der Flächenausdehnung δ^2 an.

Legen wir der Betrachtung wieder die Dosis 1 mr zu Grunde, dann sind nach Gl. (9) bei einem Strahlungsumfang $U = 10:1$ ca. 100, bei $U = 2:1$ ca. 37

Kontraststufen zu unterscheiden. Fragen wir hingegen nach der Stufenzahl, die im Ladungsbild nach der photoelektrischen Umwandlung im Selen vorhanden ist, so kann wiederum Gl. (9) herangezogen werden, jedoch ist dann die Dosis noch mit dem Absorptionsfaktor 0,3 des Speichers der Versuchsröhre zu multiplizieren. Es ergibt sich eine um den Faktor $\sqrt{0,3}$ geringere Stufenzahl, nämlich $z_1 = 55$ bei $U = 10:1$ und $z_1 = 20$ bei $U = 2:1$ (Abb. 10). Ein solches Bild mit 20 bis 55 Halbtonstufen entspricht etwa der Qualität einer Photographie. Im Vergleich zu üblichen Fernsehbildern mit etwa 10 auflösbaren Graustufen können und müssen Fernsehröntgenbilder eine wesentlich bessere Qualität aufweisen. Bei Unterleibsdurchleuchtungen, bei denen die Strahlungsdosis um 1 bis 2 Größenordnungen geringer ist, können dagegen nur wenige Kontraststufen aufgelöst werden. Um auch in diesen Fällen informationsreiche Bilder zu erhalten, muß intermittierend beobachtet werden, nachdem sich pro Bild eine 10 bis 100fache Dosis angesammelt hat. Der verwendete Bildspeicher sollte daher die weitere Eigenschaft besitzen, eine einmal gespeicherte Bildinformation ohne Aufzehrung des aufgezeichneten Signals abgeben zu können. Es ist zu erwarten, daß in einer späteren Entwicklungsstufe des Fernsehens Speichereinrichtungen zur Verfügung stehen werden, die die angegebene Eigenschaft besitzen.

b) Das Eigenrauschen der Fernseh-Apparatur

Wenn das auf der Selenschicht gespeicherte Ladungsbild abgetastet wird, so erscheint das Photonenrauschen als unregelmäßige Störung im Bildsignal wieder, vorausgesetzt, daß die effektive Quantenausbeute, wie im Fall des amorphen Selen, > 1 ist. Dann werden sämtliche im absorbierten Strahlungsbild vorhandenen Kontraststufen auch im Ladungsbild wiedergegeben, ein Informationsverlust durch die Umwandlung in das Ladungsbild tritt also nicht auf. Das Signal weist aber noch eine andere Störkomponente auf, die hier als Eigenrauschen des Fernsehsystems bezeichnet wird und sich aus dem Rauschen des Abtaststrahles, des Halbleiters, des Arbeitswiderstandes und des äquivalenten Rauschwiderstandes der ersten Verstärkerröhre zusammensetzt. Von diesen vier Störkomponenten ist im Ausgangssignal in der Regel nur die letzte wesentlich vertreten, da der Verstärker zur Kompensation der Wirkung der Eingangskapazität einen mit der Frequenz ansteigenden Frequenzgang besitzen muß. Dies führt zu einer bevorzugten Verstärkung des von der ersten Verstärkerröhre herrührenden Rauschanteiles. Der Störabstand des Ausgangssignals ist dann nach R. THEILE [34]

$$S = \frac{u_s}{\sqrt{u_r^2}} = \frac{i_s}{\sqrt{4 k T_0} \sqrt{\frac{4 \pi^2}{3} R_a C^2 f_m^3}} \quad (10)$$

In dieser Gleichung bedeuten u_s die Signalspannung und $\sqrt{u_r^2}$ die Rauschspannung am Verstärkerausgang, i_s den Signalstrom, R_a den äquivalenten Rauschwiderstand der ersten Verstärkerröhre, C die Schaltkapazität des Ikonoskopeinganges und f_m die obere Frequenzgrenze.

Im Fall des Röntgenikonoskops ist für i_s der Röntgenphotostrom nach Gl. (1) einzusetzen, der noch mit dem Abtastwirkungsgrad η zu multiplizieren ist. Es gilt

$$i_s = \alpha E F \eta f_B (D_{max} - D_{min}), \quad (11)$$

wenn anstelle der Dosisleistung das Produkt aus Bildfrequenz und größtem Dosisunterschied verwendet wird. Aus dem Störabstand kann auf die Anzahl der auflösbaren Stufen geschlossen werden, unter der Voraussetzung, daß im Bild das Eigenrauschen des Fernsehsystems allein zur Wirkung kommt. Wird wie beim Strahlungsrauschen das fünffache Rauschsignal als Maß für eine Kontraststufe genommen, so erhält man für die gesuchte Stufenzahl aus Gl. (10, 11)

$$z_2 = \frac{2}{5} \frac{F \alpha E \eta f_B \sqrt{f_B \tau}}{\sqrt{4 k T_0} \sqrt{\frac{4 \pi^2}{3} R_a C^2 f_m^3}} D_m \frac{U-1}{U+1} = 380 D_m \frac{U-1}{U+1} \quad (12)$$

Da das Auge die Bilder $\tau = 0,1$ sec speichert, während bei einer Bildfrequenz von $f_B = 25$ Hz in Abständen von 0,04 sec jeweils ein neues Bild erscheint, so ergibt sich eine Verbesserung der Stufenerkennbarkeit um den Faktor $\sqrt{f_B \tau} = 1,58$, der in Gl. (12) berücksichtigt ist. Der Zahlenfaktor 380 gilt dabei für folgende auf die Versuchsanordnung annähernd zutreffende Werte:

$$\begin{aligned} F &= 30 \cdot 30 \text{ cm}^2, & \alpha &= 10^{-14} (\text{Ohm cm mr/sec})^{-1}, \\ E &= 50 \text{ kV/cm}, & f_B &= 25 \text{ Hz}, & \tau &= 0,1 \text{ sec}, \\ 4 k T_0 &= 1,6 \cdot 10^{-20} \text{ W sec}, & R_a &= 500 \text{ Ohm}, \\ C &= 130 \text{ pF}, & f_m &= 2 \cdot 10^6 \text{ Hz}. \end{aligned}$$

Der Abtastwirkungsgrad wurde zu $\eta = 20\%$ angenommen. Dieser Wert ist infolge der günstigen Absaugverhältnisse der Sekundärelektronen sicher zu erwarten.

Gl. (12) läßt erkennen, daß die aufgelöste Stufenzahl bei alleiniger Mitwirkung des Eigenrauschens der Bilddosis proportional ist (Abb. 10). Bereits bei einer Dosis von 1 mr wird eine Auflösung von größenordnungsmäßig 100 Stufen erreicht, die das Auflösungsvermögen der Bildröhre übertrifft.

c) Grenzempfindlichkeit des Röntgenikonoskops

Im Ausgangssignal des Verstärkers ist ohne Röntgenstrahlung nur das Eigenrauschen, nach Einstrahlung des Röntgenbildes zusätzlich noch das Strahlungsrauschen vorhanden. Die resultierende Bildqualität wird durch die jeweils stärkere Störung bestimmt. Die auf der Bildröhre erkennbare Stufenzahl dürfte demnach in Abhängigkeit von der Röntgendosis etwa den stark ausgezogenen Kurven der Abb. 10 folgen. Bei einer Dosis von 1 mr, die, wie erwähnt, bei Thorax-Durchleuchtungen auftreten kann, wird die Stufenzahl noch durch das Strahlungsrauschen begrenzt, während das Eigenrauschen erst bei einer wesentlich kleineren Dosis überwiegt. Bei einer bestimmten Dosis sind beide Einflüsse gleich. Diese Dosis, die als Grenzempfindlichkeit des Röntgenikonoskops bezeichnet werden kann, hat nach Abb. 10 ungefähr den Wert 0,03 mr. Von Fernsehaufnahmeröhren für das sichtbare Spektralgebiet wird die Grenzempfindlichkeit nicht erreicht, da im Arbeitsbereich dieser Röhren eine mehr als 10^6 mal so große Anzahl von Lichtquanten zur Verfügung steht.

Auch bei der Kontaktphotographie, die etwa 30 mr erfordert, wird die Erscheinung des Photonenrauschens nicht beobachtet.

Dagegen deutet sich das Quantenrauschen in den Fernsehröntgenbildern an. Beispielsweise erscheinen die Stufenübergänge in Abb. 7c unscharf. Da die Dosis pro Stufe bekannt ist, kann die Unschärfe nach Gl. (4) und (6) berechnet werden. Mit den Werten $AD = 3 \mu\text{r}$, $D = 60 \mu\text{r}$ ergibt sich dann unter Berücksichtigung des Absorptionsfaktors 0,3 des Speichers ein Auflösungsvermögen $\delta = 1,9 \text{ mm}$, das mit der beobachteten Unschärfe von ca. 2 mm gut übereinstimmt.

Verlangen wir von einem Fernseh-Röntgenbild die gleiche Bildqualität wie von einem photographischen Papierbild, also etwa 30 auflösbare Kontraststufen, so wird nach Abb. 10 bei einem Strahlungsumfang von $U = 10:1$ eine Dosis von 0,3 mr und bei $U = 2:1$ von 2 mr benötigt. Diese Dosis liegt noch über der Grenzempfindlichkeit, kann also vom Röntgenikonoskop ohne Qualitätsverminderung durch Eigenrauschen in Fernsehsignale umgesetzt werden. Da die Kontaktphotographie eine um mehr als eine Größenordnung höhere Dosis erfordert, ist das beschriebene Fernsehverfahren der Kontaktphotographie an Empfindlichkeit überlegen.

Das Kernproblem der Röntgenbildverstärkung ist neben der Entwicklung einer geeigneten Fernsehaufnahmeröhre vor allem durch die Notwendigkeit eines ohne Zeitverzögerung arbeitenden Bildspeichers gekennzeichnet. Besonders günstige Aussichten bietet das magnetische Bildspeicherverfahren. Beispielsweise könnte ein magnetischer Trommelspeicher Anwendung finden, der bei bewegten Objekten nacheinander eine begrenzte Folge der interessierenden Bildphasen aufzeichnet und sie beliebig lange wiederzugeben gestattet. Dabei ist man nicht, wie bei der Photographie, an eine feste Dosis pro Bild gebunden, sondern man kann die Bilddosis in weiten Grenzen dem jeweils erforderlichen Auflösungsvermögen anpassen. In vielen Fällen dürfte eine Röntgenblitztechnik anwendbar sein, wobei in der Weise vorzugehen ist, daß pro Bild gerade die als ausreichend befundene Dosis eingestrahlt und das hierbei entstehende Bildsignal zur Aufzeichnung auf dem Speicher benutzt wird. Eine solche Technik würde schon in Verbindung mit der optischen Abbildung des Röntgenleuchtschirmbildes auf eine übliche Fernsehaufnahmeröhre Vorteile bieten, die volle Ausschöpfung der Bildinformation dürfte aber erst mit Hilfe einer auf Röntgenstrahlen ansprechenden Fernsehaufnahmeröhre, ähnlich der hier beschriebenen, möglich sein. Bei einer Weiterentwicklung des Röntgenikonoskops müßte durch Verbesserung der Abtastbedingungen für eine vollständige Entladung des gespeicherten Bildes gesorgt werden.

Zusammenfassung

An amorphem Selen wurde ein schichtdiagonal abhängiger, innerer Röntgenphotoeffekt ohne sekun-

däre Trägheitserscheinungen festgestellt. Eine Selen-schicht der Dicke 150μ ist zur Verwendung in einer Spezialfernsehaufnahmeröhre geeignet, welche die unmittelbare Umwandlung eines Röntgenstrahlungsbildes in ein Fernsehbild gestattet. Aufbau und Eigenschaften eines ausgeführten Röntgenikonoskops mit einer Auffangfläche von $30 \times 30 \text{ cm}^2$ werden beschrieben. Es gelingt, ruhende medizinische Durchleuchtungsbilder größerer Objekte, z. B. eines Brustkorbes, auf dem Schirm einer normalen Bildröhre sichtbar zu machen. Ein besonderer Vorteil des Verfahrens ist jedoch darin zu erblicken, daß die Strahlungsbilder gespeichert und im Kontrast verstärkt wiedergegeben werden können. Es wird eine größere Kontrastverstärkung und Empfindlichkeit als mit der Kontaktphotographie erreicht. Die erzielten Ergebnisse werden an Hand photographischer Aufnahmen erörtert. Grenzen und Möglichkeiten des Verfahrens werden betrachtet.

Vorstehende Arbeit wurde in den Jahren 1952 und 1953 in den Laboratorien der Zeiss Ikon AG. in Stuttgart und Kiel ausgeführt. Herrn Direktor Dr. ERNEMANN und Herrn Direktor Dr. GÖSSLER danken wir für ihr förderndes Interesse und die Genehmigung zur Veröffentlichung der Arbeit. Die Röntgenanlage wurde uns dankenswerter Weise von Herrn Direktor GÄRTNER, Fa. Koch und Sterzel AG., zur Verfügung gestellt.

Literatur. [1] COLTMAN, J. W.: Radiology **51**, 359 (1948). — [2] LUSBY, W. S.: Electr. Eng. **70**, 292 (1951). — [3] FENNER, E., K. GABBERT u. Th. ZIMMER: Fortsch. Röntgenstr. **77**, 459 (1952). — [4] TEVES, M., C. u. T. Tol.: Philips' Techn. Rdsch. **14**, 37 (1952). — [5] DOSSE, J.: Phys. Blätter **9**, 66 (1953). — [6] ORTHUBER, R. K., L. R. ULLERY: J. Opt. Soc. Amer. **44**, 297 (1954). — [7] LORENZ, H.: Jahrb. d. elektr. Fernmeldewesens **4**, 373 (1940). — [8] MORGAN, R. H. u. R. E. STURM: Radiology **57**, 556 (1951). — [9] MOON, R. J.: Science **112**, 389 (1950). — [10] HODGES, P. C. u. L. S. SKAGGS: Amer. J. Roentgenol. **66**, 705 (1951). — [11] KNOLL, M. u. F. SCHRÖTER: Phys. Z. **38**, 330 (1937). — [12] JAMS, H. u. A. ROSE: Proc. Inst. Radio Eng. **25**, 1048 (1937). — [13] THEILE, R.: Telefunkenröhre H. **13**, 90 (1938). — [14] MILLER, H. u. J. W. STRANGE: Proc. Phys. Soc. **50**, 374 (1938). — [15] WEIMER, P. K., S. V. FORGUE u. R. R. GOODRICH: Electronics **23**, 70 (1950). — [16] VINE, B. H., R. B. JAMES u. F. S. VEITH: RCA Rev. **13**, 3 (1952). — [17] HEIMANN, W.: A. E. Ü. **9**, 13 (1955). — [18] VEITH, M. W.: Le Vide, H. **30**, 887 (1950). — [19] FÜRSTENAU, R.: Fortsch. Röntgenstr. **24**, 390 (1916). — [20] WEIMER, P. K. u. A. D. COPE: RCA Rev. **12**, 314 (1951). — [21] D. Pat. 898 641, 1950, Zeiss Ikon AG. — [22] FRERICH, R.: Phys. Rev., **72**, 594 (1947). — [23] FASSBENDER, J., O. HACHENBERG: Ann. Phys. **6**, 229 (1949). — [24] FORGUE, S. V., R. R. GOODRICH, A. D. COPE: RCA-Rev., 335 (1951). — [25] ROSE, A. u. A. D. COPE: J. appl. Physics, **25**, 240 (1954). — [26] HEIJNE, L., P. SCHAGEN u. H. BRUINING: Philips' Techn. Rdsch. **16**, 42 (1954). — [27] HEIMANN, W. u. K. WEMHEUER: ENT **15**, 1 (1938). — [28] KRAWINKEL, G., W. KRONJÄGER u. H. SALOW: Z. techn. Physik **19**, 63 (1938). — [29] KRAWINKEL, G. u. H. SALOW: TFT **27**, 285 (1938). — [30] PENSACK, L.: Phys. Rev. **79**, 171 (1950). — [31] ROSE, A.: J. Opt. Soc. Amer. **38**, 196 (1948). — [32] HAANTJES, J. u. F. W. de VRIJER: Philips' Techn. Rdsch. **13**, 55 (1951). — [33] STURM, R. E. u. R. H. MORGAN: Amer. J. Roentgenol. **62**, 617 (1949). — [34] THEILE, R.: A. E. Ü. **7**, 15 (1953).

Dipl.-Phys. MANFRED KELLER und Dr. MARTIN PLOKE,
Zeiss Ikon AG Kiel.

Eine Zerstäuber-Brennerkombination für die Flammenspektrometrie

Von ROLAND HERRMANN und HEINZ SCHELLHORN

Mit 1 Textabbildung

(Eingegangen am 14. Mai 1955)

Bei flammenspektro(photo-)metrischen Arbeiten kommt es u. a. darauf an, die Analysenflüssigkeiten möglichst gleichmäßig in eine Flamme zu zerstäuben [4]. Dieser Flüssigkeitsnebel soll möglichst verlustlos in eine heiße Flamme mit wenig kontinuierlicher Eigenstrahlung eingebracht werden. In den letzten Jahren verwendet man in zunehmendem Maße Wasserstoff-Sauerstoff-Flammen [2], weil sie im Vergleich zu anderen heißen Flammen, wie z. B. Acetylen-Sauerstoff nur eine geringe Eigenstrahlung aufweisen. Dadurch verbessern sich die untersten noch nachweisbaren Konzentrationen um etwa das Zehnfache gegenüber Acetylenflammen. Die Zerstäubung sollte bei Wasserstoffflammen am zweckmäßigsten direkt an der Brennerspitze erfolgen, weil unter diesen Bedingungen keine Analysenlösung durch Kondensation zwischen Zerstäuber und Brenner verloren geht. Wir wollen im folgenden eine Kombination aus Wasserstoff-Sauerstoffbrenner und einem Zerstäuber beschreiben, die gegenüber den bekannten Formen Vorteile aufweist.

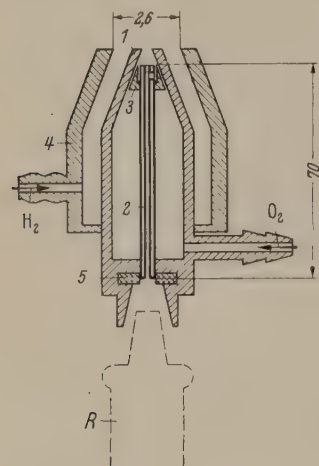


Abb. 1. Wasserstoff-Sauerstoffbrenner, kombiniert mit einem Zerstäuber (schematisch). Die Flüssigkeit wird mit Hilfe einer motorgetriebenen Rekordspritze (R) von unten zugeführt. Maße in mm.

Es handelt sich dabei um eine Fortentwicklung früher von uns angegebener Brenner bzw. Zerstäuber [3, 4]. Die Analysenflüssigkeiten lassen wir diesmal nicht von dem Zerstäuber ansaugen, sondern haben die Möglichkeit, die Flüssigkeitszufuhr mit Hilfe einer motorgetriebenen Rekordspritze zu regulieren. Das Prinzip dieser überwachten Flüssigkeitszufuhr in einen Zerstäuber wurde u. W. erstmals von GAGE [1], allerdings für einen anderen Anwendungsfall, angegeben. Dieses Prinzip bringt bei der Flammenspektrometrie eine Reihe von Vorteilen, wovon wir unten noch sprechen werden.

Beschreibung

Der Zerstäuber (Abb. 1) besteht aus einer oben konisch zulaufenden Metalldüse (1) für den Sauerstoff und aus einer dazu zentrischen Capillare (2), die oben durch ein konisch zulaufendes Zentrierstück (3) geführt ist. Der Außenkonus des Zentrierstückes (3) hat den gleichen Winkel wie der Innenkonus der O₂-Düse (1). An den Außenkonus des Zentrierstückes (3) sind von außen einige nicht eingezeichnete Flächen angefräst, die dem Sauerstoffstrom den Austritt nach oben ermöglichen. Zwischen je zwei dieser Flächen ist ein Steg stehen geblieben. Diese Stege gewährleisten die genaue Zentrierung der Capillare (2) gegen-

über der Sauerstoffdüse (1). Der Sauerstoff tritt durch den seitlichen Stutzen (von rechts) ein. — Um diesen Zerstäuberteil befindet sich zentrisch eine weitere oben offene Metalldüse für den Wasserstoff (4). Der Wasserstoff wird durch einen weiteren seitlichen Stutzen (von links) in die H₂-Düse eingeführt. — Die zu zerstäubende Analysenflüssigkeit wird von unten zugeführt, d. h., sie wird nicht angesaugt, sondern sie wird mit Hilfe einer motorgetriebenen Rekordspritze (R) in die Capillare eingeführt. Zur Dichtung der Spritze gegen die Capillare befindet sich dazwischen eine Gummidichtung (5). Die Capillare ist im oberen Teil verschlossen. Die Flüssigkeit tritt unterhalb dieses Verschlußstopfens durch einen seitlichen Schlitz in einen Ringspalt, der durch den Zwischenraum zwischen Zentrierstück (3) und Capillare (2) gebildet wird. Nach unten ist das Zentrierstück (3) mit der Capillare (2) verbunden. Die Capillare (2) ist mit dem Unterteil von der O₂-Düse (1) verlötet.

Technische Daten

Der Sauerstoffdruck vor der Düse läßt sich zwischen 0—5 kg/cm² einstellen. Der Sauerstoffverbrauch beträgt bei 5,0 kg/cm² 5,0 l/min, umgerechnet auf Normaldruck. Der O₂-Verbrauch fällt fast proportional mit dem eingestellten Druck. — Der Wasserstoffdruck vor der Düse ist zwischen 0—120 mm WS (unter Umständen noch höher) einstellbar. Bei 120 mm WS werden 11,2 l/min Wasserstoff (umgerechnet auf Normaldruck) verbraucht. Der H₂-Verbrauch fällt ebenfalls mit abnehmendem Druck fast linear. — Die Flüssigkeitszufuhr läßt sich durch Wahl entsprechender Vorschubgeschwindigkeiten an der Rekordspritze bzw. durch Änderung des Kolbendurchmessers (1-, 2-, 5-cm³-Spritzen usw.) zwischen 0,2—3,0 cm³/min einstellen. Es ist Vorsorge dafür getroffen, daß der Vorschub gleichmäßig und nicht stoßweise erfolgt. Bei einem Druck von 4,75 kg/cm² beträgt die Ansaughöhe an der Capillare 158 mm Hg. Dieser Druck wird von der Rekordspritze, die im allgemeinen die Flüssigkeitszufuhr verlangsamt, aufgefangen. Würde man die Flüssigkeit direkt ansaugen lassen, ergäbe sich eine sehr hohe Ansauggeschwindigkeit. Durch die als Bremse wirkende Rekordspritze werden die wenigen Flüssigkeitsteilen sehr dicht an den schnellen O₂-Strom (Entspannung von 5 auf 0 kg/cm²) herangebracht und dadurch sehr fein zerteilt. Will man das Gleiche ohne motorgetriebene Rekordspritze erwirken, müßte man eine sehr wirkungsvolle Drosselstelle in der Ansaugcapillare anbringen. Solche Drosselstellen verstopfen sich aber leicht.

Betriebsdaten

Man kann bei unserer Anordnung den O₂-Druck bzw. -Verbrauch, den H₂-Druck bzw. -Verbrauch und den Flüssigkeitsverbrauch, unabhängig voneinander, in weiten Grenzen variieren. Die für

einen bestimmten Anwendungsfall günstigsten Betriebswerte hängen grundsätzlich von folgenden Dingen ab:

a) bei höheren Konzentrationen, bei denen man die Größe des kontinuierlichen Untergrundes im Vergleich zur Linie bzw. Bande vernachlässigen kann, ist das günstigste Verhältnis Wasserstoff zu Sauerstoff abhängig von der Anregungsspannung der zu untersuchenden Spektrallinie bzw. Bande. Je höher die Anregungsspannung, desto besser muß die Anregung in der Flamme, bzw. umgekehrt, sein. In erster Näherung hängt die Anregung in der Flamme von der Flammentemperatur ab. Die Flammentemperatur ist aber wieder abhängig von der Art der angewandten Gase und insbesondere vom Verhältnis Brenngas/Sauerstoff. Abgesehen von diesem Verhältnis hängen die Linienintensitäten noch von den Absolutwerten des Gasverbrauchs ab, denn mit ihnen ändert sich das Flammenvolumen. Da die Flammentemperatur in den einzelnen Teilen der Flamme verschieden ist, hängen die günstigsten Betriebswerte auch noch davon ab, an welcher Stelle man die Flamme beobachtet. Die Intensität der Spektrallinien ist aber erstaunlicherweise nur wenig abhängig von der Größe der Flüssigkeitszufuhr zur Flamme (siehe unten).

b) Wenn man in der Nähe der unteren Nachweis-konzentration arbeitet, ist außer den unter a) genannten Gesichtspunkten noch die Größe des kontinuierlichen Untergrundes zu beachten. Wesentlich für die Beurteilung der unteren Nachweisgrenze ist das Verhältnis Linie bzw. Bande zu Untergrund im Durchlässigkeitsbereich des Monochromators. Diesen Durchlässigkeitsbereich wollen wir im folgenden als gegeben voraussetzen. Ändert man die obengenannten Betriebsdaten, so ändert sich gleichzeitig der Flammenuntergrund, und zwar in anderer Weise als die Linie. Daraus folgt, daß die günstigsten Betriebswerte bei Messungen in der Nähe der unteren Nachweisgrenzen andere sind als bei höheren Konzentrationen, wo man das Kontinuum nicht zu beachten braucht (Fall a). Wir werden diesen Unterschied noch am Beispiel der Kupfer-Linie 324,8 μ erläutern. Zu dem eben genannten Gesichtspunkt kommt noch hinzu, daß ein günstiges Verhältnis Linie: Untergrund wenig nützt, wenn dabei die Intensitäten so gering werden, daß die Meßgenauigkeit durch das Elektronenrauschen zu stark begrenzt wird. In solchen Fällen gilt es, einen Kompromiß zwischen günstigstem Verhältnis Linie : Untergrund und günstigsten Gesamtintensitäten zu ziehen. Einen gewissen Einfluß auf die Linienintensitäten kann man überdies noch dadurch erzielen, daß man statt des üblichen Verdünnungsmittels Wasser z. B. Aceton, Alkohol o. ä. brennbare Flüssigkeiten, evtl. in Kombination mit einem Netzmittel, verwendet [5]. Allerdings ändern solche Zusätze gleichzeitig auch den Flammenuntergrund. Diesen Störeinfluß eliminiert man dadurch, daß man die gleichen Zusätze auch den Eichflüssigkeiten beifügt, bzw. andere Vorkehrungen für die Subtraktion des Flammenuntergrundes vornimmt.

Meßergebnisse

Um die Betriebseigenschaften der hier beschriebenen Kombination aus Brenner und Zerstäuber mit regulierbarer Flüssigkeitszufuhr mit einer anderen

Kombination ähnlicher Zielsetzung zu vergleichen, führten wir folgende Messungen durch:

Wir brachten abwechselnd die eben beschriebene Kombination (im folgenden mit A abgekürzt) und einen handelsüblichen Wasserstoff-Sauerstoffbrenner für Flammenspektrometer (Firma Beckman Instr. Inc. Fullerton/Calif. Nr. 4020, im folgenden abgekürzt B) ohne Zwischenabbildung vor den Eintrittsspalt eines Monochromators. Bei diesen Vergleichsmessungen wurden alle optischen und elektrischen Daten, wie Spaltbreite, Wellenlängeneinstellung des Monochromators, Justierung des Strahlungsempfängers I P 28 hinter dem Monochromator, Spannung an den Dinodenstrecken, Verstärkungsgrad des Schmalbandverstärkers mit nachfolgender Gleichrichtung und die Empfindlichkeit des Galvanometers konstant gehalten. Beide Brenner wurden im gleichen Abstand und in gleicher Höhe vor dem Eintrittsspalt angebracht und seitlich so justiert, daß maximale Intensitäten am Ausgang erzielt wurden. Wir verwandten bei beiden Brennern die gleichen wäßrigen Lösungen gleicher Zusammensetzung und Konzentration und stellten an unserer Kombination die Flüssigkeitszufuhr zunächst (d. h. in Versuch 1 und 2) so ein, daß sie gleich groß war wie beim handelsüblichen Zerstäuber. Der Flammenuntergrund wurde bei gleicher Wellenlängeneinstellung beim Zerstäuben von Aqua dest. bestimmt.

Bei beiden Brennern wurden die O₂-Drücke vor den Düsen so gewählt, daß die Sauerstoffzufuhr zur Flamme in beiden Fällen gleich war. Wir richteten uns bei unserem Brenner nach den Werten, die beim handelsüblichen Gerät vorgeschrieben sind. Die Wasserstoffzufuhr wurde bei beiden Brennern variiert und jeweils die bei gleicher Wasserstoffzufuhr ermittelten Intensitäten einander gegenübergestellt. Aus der nachfolgenden Tabelle 1 ergeben sich die Betriebswerte für die Vergleichsmessungen an beiden Brennern.

Tabelle 1. Betriebswerte für die Vergleichsmessungen.

Gemessene Größe	Einheit	Brenner A	Brenner B
O ₂ -Druck vor der Düse	kg/cm ²	4,75	0,70
O ₂ -Verbrauch, umgerechnet auf Normaldruck	l/min	4,75	4,75
H ₂ -Druck vor der Düse	mm/WS	50—120	60—180
H ₂ -Verbrauch	l/min	siehe Tabelle 2!	
Flüssigkeitszufuhr bzw. -Verbrauch	cm ³ /min	1,54	1,58
Cu-Konzentration	mg/l	10	10

Die nachfolgenden Messungen wurden an je einem Exemplar der genannten Kombination gewonnen. Hieraus kann man naturgemäß keine Schlüsse auf die allgemeinen Eigenschaften des handelsüblichen Brenners ziehen. Uns stand leider nur ein Exemplar zur Verfügung.

1. Ergebnis. Der Vergleich der Linienintensitäten Cu 324,8 μ nach Abzug des Kontinuums ergab, daß unter den genannten Bedingungen beide Flammen praktisch gleichgroße Emissionen aufweisen. Die Emission wird um so größer, je höher die Wasserstoffzufuhr ist. Der Kürze halber verzichten wir auf die Wiedergabe der Meßreihen.

2. Ergebnis. Der Vergleich der erzielten Verhältnisse Linie: Untergrund ergibt sich aus Tabelle 2.

Tabelle 2. Verhältnis Linie : Untergrund bei Cu 324,8 μ
(10 mg/l).

H ₂ -Verbrauch in l/min.	Verhältnis Linie zu Untergrund	
	bei Brenner A	bei Brenner B
6	4,1	2,5
7	5,2	2,8
8	4,1	2,5
9	3,1	2,7
10	2,6	2,9
11	2,4	2,7
12	2,4	2,5

Der Brenner A ist insbesondere bei den niedrigen H₂-Drücken überlegen. Diese Überlegenheit wird noch deutlicher, wenn wir unserer Kombination wenig Flüssigkeit zuführen (Versuch 3, siehe unten). Auf diese Wiedergabe von Vergleichsmessungen müssen wir dabei verzichten, weil es u. W. keinen handelsüblichen H₂-Brenner gibt, der eine von der Sauerstoffzufuhr unabhängige Flüssigkeitsregelung gestattet.

3. Ergebnis. Der Vergleich der bei verschiedenen Flüssigkeitszufuhren gemessenen Intensitäten (Cu 324,8 μ , 10 mg/l) mit unserer Zerstäuber-Brennerkombination ergibt sich aus Tabelle 3. Der Wasserstoffverbrauch betrug in allen Fällen 9 l/min, der O₂-Verbrauch wie oben 4,75 l/min.

Tabelle 3.

Flüssigkeits- zufuhr ml/min.	Linie + Unter- grund relative Einheiten	Flammenuntergr. b. Zerstäub. von H ₂ O	Linie	Linie/ Kontinuum
1,5	66,5	16,5	50	3,0
1,0	70,5	12,5	58	4,6
0,5	53,0	19,0	34	1,8
0,25	44,0	23,0	21	0,9

Das günstigste unter den obengenannten Bedingungen bisher gefundene Verhältnis Linie : Kontinuum liegt bei einer Flüssigkeitszufuhr von 0,9 l/min und einem Wasserstoffverbrauch von 6,5 bis 7 l/min, wobei wir Verhältnisse Linie : Kontinuum zwischen 8—24 erzielten. Dieser Gewinn ist aber weniger auf eine Zunahme der Linienintensitäten sondern mehr auf eine Verkleinerung des kontinuierlichen Untergrundes zurückzuführen. Die Verbesserung des Verhältnisses Linie : Untergrund ist bei geringem H₂-Verbrauch besonders deutlich. Die absoluten Intensitäten sind hingegen bei besonders hohem H₂-Verbrauch günstig. Dazwischen muß man gegebenenfalls einen Kompromiß ziehen. — Auch bei anderen Elementen wie Mg 285,3 μ und Co 353,3 μ ergab sich, daß die günstigste Flüssigkeitszufuhr bei etwa 1 ml/min liegt.

Diskussion

1. Die bei unserer Anordnung gewählte regulierbare und konstant einstellbare Flüssigkeitszufuhr zum Zerstäuber bringt einen wesentlichen Genauigkeitsgewinn. Im einzelnen werden folgende Fehlerursachen ausgeschaltet:

a) Viskositäts- und Dichteunterschiede sowie Unterschiede hinsichtlich des permanenten Dipolmoments [6] zwischen den einzelnen Analysenlösungen und zwischen Analysen- und Eichlösungen beeinflussen bei unserer Anordnung nicht mehr die Ansauggeschwindigkeit.

b) Der Einfluß der Höhenunterschiede beim Entleeren der Probengläser und seine Rückwirkung auf die Ansauggeschwindigkeit entfällt.

c) Die, insbesondere bei biologischen Flüssigkeiten, nie ganz vermeidbaren Schwebeteilchen, wie Fasern, Eiweißkoagulate usw. verursachen keine Störungen der gleichmäßigen Flüssigkeitszufuhr, weil solche Teilchen durchgedrückt werden.

d) Ebenso entfallen Meßfehler durch langsames Zukleben der Capillare von der Wandung her bei schwierigen Analysenlösungen wie Serum u. ä.

e) Etwaige Druckschwankungen des Sauerstoffs bleiben ohne Einfluß auf die Ansauggeschwindigkeit.

2. Darüber hinaus ergeben sich folgende Vorteile:

a) Wegen des hohen Sauerstoffdruckes kommt man mit einem Druckminderventil zur Regelung aus. Bei Drücken unterhalb etwa 1 kg/cm² muß man bei höheren Genauigkeitsansprüchen zwei Druckminderventile hintereinander schalten.

b) Es lassen sich, unter Ausnützung der in Tab. 3 auszugsweise wiedergegebenen Abhängigkeiten günstige Verhältnisse Linie : Untergrund bei bestimmten Vorschubgeschwindigkeiten finden, was bei sehr niedrigen Konzentrationen in der Nähe der Nachweiskgrenzen von Vorteil ist.

c) Wegen der gleichmäßigen Flüssigkeitszufuhr bleiben die Linienintensitäten und auch das von der Flüssigkeitszufuhr abhängige Kontinuum konstanter als bei den üblichen Zerstäubern. Damit sind Messungen in der Nähe der Grenzpfindlichkeiten leichter durchführbar.

d) Es eröffnen sich neue Möglichkeiten für Mikro- und Ultramikromethoden, weil sich beim Verringern der Flüssigkeitszufuhr die Intensitäten keineswegs proportional verkleinern.

Merkwürdig erscheint zunächst das Ergebnis, daß die Linienintensitäten etwa gleich denen des handelsüblichen Zerstäubers sind, während die Verhältnisse Linie : Untergrund verbessert werden. Diese Verbesserung wird also nur durch eine Verkleinerung des kontinuierlichen Untergrundes hervorgerufen. Diese Beobachtung möchten wir wie folgt deuten: Durch den bei unserer Anordnung angewandten hohen Druck und die günstigste Heranbringung des Flüssigkeitsfilms an die sehr hohe Strömungsgeschwindigkeit des Sauerstoffs werden kleinere Tröpfchen als beim Vergleichszerstäuber hervorgerufen. Diese Verkleinerung der Tröpfchen bedingt eine größere verdampfende Oberfläche. Damit wird die Flamme stärker abgekühlt, was zunächst eine Schwächung der Linienintensitäten, zumindest bei den hier beobachteten Linien von Cu, Mg und Co zur Folge hat. Gleichzeitig wird aber wegen der vergrößerten Oberfläche mehr Analysensubstanz verdampft, die sonst — mehr oder weniger ungenutzt — in größeren Tropfen durch die Flamme hindurchflog. Diese beiden Effekte heben sich etwa auf. Der kontinuierliche Flammenuntergrund hingegen ist im wesentlichen von der Flammentemperatur abhängig und wird beim Hinsinbringen von vielen kleinen Tröpfchen stärker gesenkt als bei wenigen aber großen Tropfen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Unterstützung dieser Arbeit mit Leihgaben von Instrumenten.

Zusammenfassung

Es wird eine Kombination aus einem Wasserstoffbrenner mit einem Zerstäuber für flammenspektrometrische Arbeiten beschrieben, die mit hohem Sauerstoffdruck arbeitet und bei der die Flüssigkeit mit Hilfe einer motorgetriebenen Rekordspritze zugeführt wird. Die Vorteile dieser Anordnung werden diskutiert.

Literatur [1]. GAGE, J. C.: J. sci. Instr. **30**, 25 (1953). — [2] GILBERT, P. T.: Flame Photometry — New Precision in Elemental Analysis. Beckman-Reprint R-56. — [3] HERRMANN, R. und H. SCHELLHORN: Z. angew. Phys. **4**, 208 (1952). — [4] HERRMANN, R.: Z. f. Aerosolforschung u. Ther. **3**, 16 (1954). — [5] KINGSLEY, G. R. and R. R. SCHAFFERT: Science **166**, 359 (1952). — [6] STRAUBEL, H.: Z. Aerosolforschung u. Ther. **4**, 178 (1955). —

Dr. ROLAND HERRMANN,
HEINZ SCHELLHORN,

Hautklinik der Akademie für Medizinische Forschung
und Fortbildung der Justus-Liebig-Hochschule,
Gießen

Die Zündempfindlichkeit und die Zündverzögerungszeit von Gastrioden und -tetroden

Von ERNST KNOOP

Mit 19 Textabbildungen

(Eingegangen am 8. Mai 1955)

Die Gastrioden und -tetroden, für die sich die Bezeichnung „Thyratron“ eingebürgert hat, werden bei sehr vielen ihrer heutigen Anwendungsgebiete durch Anlegen eines kurzzeitigen Spannungsimpulses an das Gitter der Röhre gezündet. Die Auswahl der zu verwendenden Röhre wird dabei bestimmt werden durch die Zündempfindlichkeit und durch die Zündverzögerungszeit.

Für eine „statische“ Zündung solcher Röhren, bei der die Entladung in der Röhre entweder durch langsame Verringerung der negativen Gittervorspannung bei festgehaltener Anodenspannung oder durch langsame Steigerung der Anodenspannung bei konstanter negativer Gittervorspannung eingeleitet wird, hat die Frage nach der Zündempfindlichkeit keinen Sinn. Die statische Zündkennlinie einer Gastriode oder -tetrode gibt für jede Anodenspannung U_a die kritische Gittervorspannung U_{gk} an, bei der stets eine Zündung der Röhre eintritt, bei der also stets der Anodenstrom selbständig zu sehr großen Werten anwächst, die nur durch die äußeren Schaltelemente begrenzt sind. Für die statische Zündung einer gasgefüllten Röhre ist bei konstanter Anodenspannung U_a nur eine Spannungserhöhung ΔU erforderlich, die durch die Differenz zwischen der kritischen Gittervorspannung U_{gk} für die angelegte Anodenspannung und der eingestellten Gittervorspannung U_g gegeben ist:

$$\Delta U = U_{gk} - U_g \quad (U_g < U_{gk}) \quad (1)$$

Auch bei einer Zündung von Gastrioden und -tetroden mit technischem Wechselstrom handelt es sich um eine quasi-statische Zündung.

Die Frage nach der Zündempfindlichkeit bei „dynamischer“ Zündung, d. h. bei Zündung der Röhre mit kurzzeitiger Spannungserhöhung am Gitter, ist bereits von KLEMPERER und STEENBECK [1] berührt worden. Sie haben bei dynamischer Zündung die aufzuwendende Gitterleistung gemessen, aber auf Grund ihrer Annahmen über den inneren Widerstand der Gitterkathodenstrecke und der Abweichungen der Meßergebnisse um einen Faktor 3 kommt diesen Messungen nur geringe Bedeutung zu. Zündempfindlichkeitsmessungen bei Zündung von Gastrioden und -tetroden mit kurzzeitigen Impulsen sind bisher nur von KNOOP [2] und RAU [3] durch-

geführt worden, wobei gezeigt wurde, daß die zur Zündung notwendige Impulsspannung mit abnehmender Zündimpulsdauer zunimmt.

Das Auftreten von Zündverzögerungszeiten — darunter verstehen wir die Zeit zwischen dem Anlegen des Zündimpulses an das Gitter der Röhre und

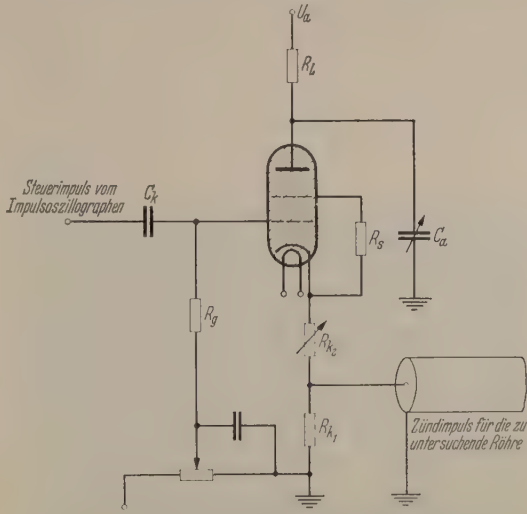


Abb. 1. Schaltung eines Impulsgenerators unter Verwendung der Tetrode ASG 5121.

dem Beginn der selbständigen Entladung in der Röhre — ist bereits von KOCH [4], STRIGEL [5] und GLASER [6] beobachtet worden. Doch handelt es sich hier nur um rein qualitative Beobachtungen. Die Verringerung der Verzögerungszeit durch „Überspannungen“, d. h. durch „Spannungssprünge“, die größer sind als die Differenz $U_{gk} - U_g$, ist von KLEMPERER [7], von v. ENGEL und STEENBECK [8] und von MULLIN [9] diskutiert worden. Exakte Messungen über die Abhängigkeit der Zündverzögerungszeit von der Spannung von Zündimpulsen und von der Zündimpulsform sind zuerst von KNOOP [2] an der Gastriode EC 50 durchgeführt worden.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, festzustellen, von welchen Größen die Zündempfindlichkeit und die Zündverzögerungszeit von Gastrioden und -tetroden

wenn die durch die Einwirkung des Zündimpulses im Gitter-Anodenraum entstandenen Ionen sämtlich zur Kathode bzw. zum Gitter gewandert sind, ohne daß eine ausreichende Zahl von Elektronen den Gitter-Kathodenraum verlassen hat, um durch Stoßionisation für die Nachlieferung von Ionen im Gitter-Anodenraum zu sorgen. Es ist schon von KLEMPERER und STEENBECK [1] bei der Deutung der statischen Zündkennlinie gezeigt worden, daß die Kompensation der negativen Raumladungswolke vor der Kathode durch eine Summierung der Raumladungswirkungen der nacheinander in den Gitter-Kathodenraum eindringenden Ionen bewirkt wird, weil sie auf Grund ihrer endlichen Geschwindigkeit eine bestimmte Zeit im Gitter-Kathodenraum verweilen. Dieses ist schließlich nur eine andere Ausdrucksweise für die Townsendsche Zündbedingung.

Aus dieser Betrachtung gewinnen wir nun leicht eine Beziehung für die Abhängigkeit der Zündverzögerungszeit von den äußeren Betriebsbedingungen. Für das Eintreten einer Zündung ist es also erforderlich, daß eine ganz bestimmte Anzahl von Ionen in den Gitter-Kathodenraum eingedrungen sein muß, um durch Freimachung von Elektronen für eine ausreichende Ionennachlieferung im Gitter-Anodenraum zu sorgen. Wenn durch den Zündimpuls N_0 Elektronen den Weg zur Anode angetreten haben, so dringen im ersten Zeitintervall Δt

$$\Delta N_{i1} = (1 - \delta) \alpha v_i N_0 \Delta t$$

Ionen in den Gitter-Kathodenraum ein. Dabei bedeuten δ den Bruchteil der Ionen, die auf das Gitter auftreffen, α die Zahl der ionisierenden Stöße der Elektronen pro cm Weglänge und v_i die mittlere Ionengeschwindigkeit [13]. Im n . Zeitintervall Δt dringen

$$\Delta N_{in} = (1 - \delta) \alpha v_i N_0 \Delta t [e^{\alpha v_i \Delta t} + \gamma (1 - \delta) \alpha v_i \Delta t]^{n-1} \quad (2)$$

Ionen ein. Darin gibt γ die Zahl der Elektronen an, die die infolge der Raumladungswirkung eines Ions erniedrigte Raumladungsschwelle vor der Kathode überwinden können. Für die Zahl der Ionen, die in der Zeit $t = n \cdot \Delta t$ in den Gitter-Kathodenraum eindringen, ergibt sich dann

$$N_i(t) = \sum_{r=1}^n \Delta N_{ir} = (1 - \delta) \alpha v_i \Delta t N_0 \times \sum_{r=0}^{n-1} [e^{\alpha v_i \Delta t} + \gamma (1 - \delta) \alpha v_i \Delta t]^r.$$

Bei Vernachlässigung höherer Potenzen von Δt und nach Einsetzen von

$$a = \alpha v_i [1 + \gamma (1 - \delta)] \quad (3)$$

— das ist der Exponentialkoeffizient für den Stromanstieg in der Röhre [13] — erhalten wir

$$N_i(t) = \frac{N_0}{\gamma + \frac{1}{1 - \delta}} (e^{at} - 1). \quad (4)$$

Bezeichnen wir mit t_v die Zündverzögerungszeit und definieren wir als Zündbedingung, daß zur Zeit $t = t_v$ $N_i(t)$ einen konstanten Wert K_i hat, so ist

$$K_i = N_i(t_v) = \frac{N_0}{\gamma + \frac{1}{1 - \delta}} (e^{at_v} - 1). \quad (4a)$$

Unter Berücksichtigung der gemessenen Werte für a [13] und t_v können wir $e^{at} \gg 1$ setzen und finden dann für die Verzögerungszeit

$$t_v = \frac{1}{a} \ln \frac{K_i}{N_0} \left(\gamma + \frac{1}{1 - \delta} \right). \quad (5)$$

Hierin hängt N_0 noch von der Höhe der Zündimpulsspannung U_z und von der Dauer des Zündimpulses t_z

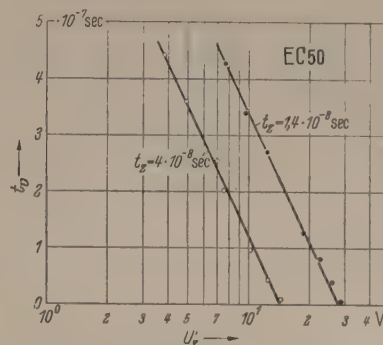


Abb. 6. Die Abhängigkeit der Zündverzögerungszeit von der im logarithmischen Maßstab aufgetragenen Zündimpulsspannung bei der EC 50.

ab. Nehmen wir zunächst einmal an, der Zündimpuls habe Rechteckform, so können wir unter Anwendung des $U^{3/2}$ — Gesetzes für Zündimpulse, deren Dauer klein ist gegenüber der Aufbauzeit der Entladung, setzen

$$N_0 = K (U_g + U_z + D U_a)^{3/2} t_z, \quad (6)$$

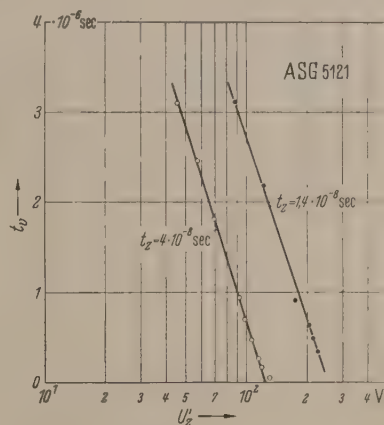


Abb. 7. Die Abhängigkeit der Zündverzögerungszeit von der im logarithmischen Maßstab aufgetragenen Zündimpulsspannung bei der ASG 5121.

worin K einen Proportionalitätsfaktor darstellt. Näherungsweise können wir, wie KIRSCHSTEIN [14] zeigte, den Durchgriff

$$D \approx - \frac{U_{gk}}{U_a} \quad (7)$$

setzen und erhalten

$$N_0 = K [U_z - (U_{gk} - U_g)]^{3/2} t_z = K U_z'^{3/2} t_z. \quad (6a)$$

U_z' bedeutet darin die wirksame Zündimpulshöhe. Somit bekommen wir für die Zündverzögerungszeit

$$t_v = \frac{1}{a} \left[\ln K_i \left(\gamma + \frac{1}{1 - \delta} \right) - \ln K U_z'^{3/2} t_z \right]. \quad (8)$$

In den Abb. 6 u. 7 wird die Zündverzögerungszeit nochmals als Funktion von U'_z bei konstanter Zündimpulsdauer t_z für die Röhren EC 50 und ASG 5121

dargestellt, wobei U'_z im logarithmischen Maßstab aufgetragen ist. Die Meßpunkte liegen in Übereinstimmung mit Gleichung (8) nahezu auf einer Geraden. Bestimmen wir aus der Steilheit der Kurven in Abb. 6 u. 7 die Größe des Exponentialkoeffizienten α , so erhalten wir hierfür kleinere Werte als die, welche aus der Messung des Stromanstiegs in den Röhren gewonnen wurden [13]. Bei der Röhre ASG 5121 sind

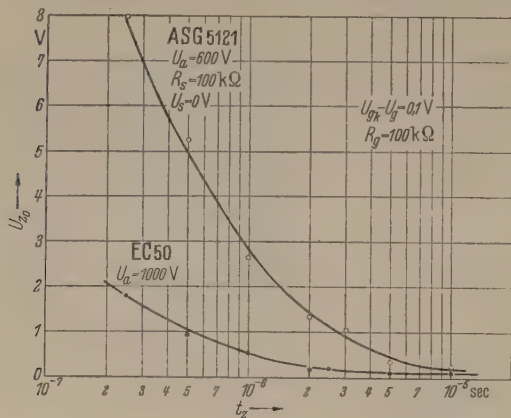


Abb. 8. Die zur Zündung erforderliche Mindestspannung von rechteckförmigen Zündimpulsen in Abhängigkeit von der Zündimpulsdauer für die EC 50 und die ASG 5121.

die Abweichungen größer als bei der EC 50. Diese Abweichungen sind bedingt durch die stärkere Einstromung von Ionen in das Gitter. Während der eigentlichen Zündung wird dieser Einfluß des Gitters durch die Ausbildung einer Raumladungsschicht um das Gitter nahezu ausgeschaltet.

Aus der Gleichung (8) geht auch die Abhängigkeit der Zündverzögerungszeit von den übrigen Betriebsbedingungen hervor. Je größer die Zündimpuls-

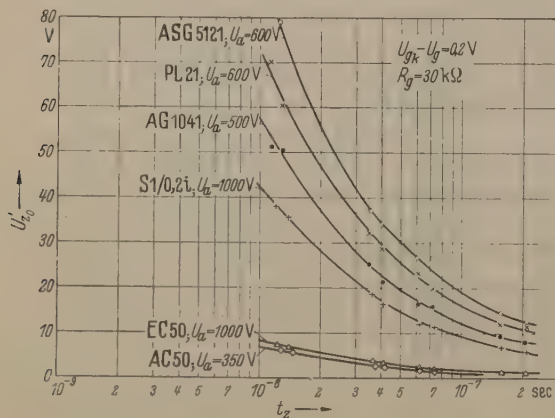


Abb. 9. Die zur Zündung notwendige Mindestimpulsspannung in Abhängigkeit von der Zündimpulsbreite für verschiedene handelsübliche Röhren.

dauer t_z ist, desto kleiner wird die Zündverzögerungszeit (vgl. Abb. 4—7). Die beobachtete Abnahme der Verzögerungszeit mit wachsender Anodenspannung U_a , mit steigender Heizspannung U_h und mit zunehmendem Gitterwiderstand R_g wird in Gleichung (8) im wesentlichen durch den Faktor $1/\alpha$ ausgedrückt. Dabei ist noch zu berücksichtigen, daß die Differenz $U_{gk} - U_g$ bei wachsenden U_a , U_h und R_g kleiner wird, was einer Zunahme der wirksamen Zündimpulshöhe U'_z gleichkommt.

Die maximale Zündverzögerungszeit beträgt bei der mit Helium gefüllten EC 50 etwa $4,5 \cdot 10^{-7}$ sec und

bei der mit Xenon gefüllten ASG 5121 etwa $3,5 \cdot 10^{-6}$ sec. Diese Zeiten stimmen ungefähr mit den Laufzeiten der Helium- bzw. Xenon-Ionen von der Anode zur Kathode der genannten Röhren überein. Daraus ergibt sich eine Erklärung für das Auftreten einer maximalen Zündverzögerungszeit. Die durch Einwirkung des Zündimpulses aus dem Gitter-Kathodenraum ausgetretenen Primär-Elektronen erzeugen in Gitter-Anodenraum durch Stoßionisation eine Ionenverteilung, die exponentiell in Richtung zur Anode ansteigt. Wenn diese Ionen nach einer Zeit

$$t_i = \frac{d}{v_i},$$

worin v_i die Ionengeschwindigkeit und d den Abstand zwischen Anode und Kathode bedeuten, in den Gitter-Kathodenraum eingedrungen sind — dabei trifft ein Teil der Ionen auf das Gitter —, ohne durch Freimachung von Elektronen für eine ausreichende Ionennachlieferung gesorgt zu haben, kann es nicht zu einer Zündung der Röhre kommen.

Diese Tatsache führt nun auch zu einem Verständnis der an den verschiedenen Gastrioden und -tetroden gemessenen Zündempfindlichkeiten. In Abb. 8 ist für die Röhren EC 50 und ASG 5121 die zur Zündung notwendige Mindestspannung der Zündimpulse von rechteckiger Form in Abhängigkeit von der Dauer dieser Impulse aufgetragen. Dabei war die negative Gittervorspannung U_g so eingestellt worden, daß sie 0,1 Volt unter der kritischen Gittervorspannung U_{gk} , die ja für eine bestimmte Anodenspannung durch die Zündkennlinie festgelegt ist, lag. Das Schirmgitter der ASG 5121 war über einen Widerstand von 100 KOhm mit der Kathode verbunden. Es ist ersichtlich, daß z. B. bei der EC 50 bei Zündimpulsen größerer Zeitdauer als $5 \cdot 10^{-6}$ sec bereits eine Zündimpulshöhe von 0,1 Volt zur Zündung ausreicht. Das ist gerade die Differenz $U_{gk} - U_g$. Der dann bei der Gittervorspannung

$$U_g + \Delta U = U_{gk}$$

fließende Vorstrom [1]

$$I = I_s e^{\frac{q_0}{kT} (U_{gk} + D U_a)} \quad (9)$$

I_s = Sättigungsstrom der Kathode, T = Kathodentemperatur, k = BOLTZMANNsche Konstante, q_0 = Elektronenladung, D = Hochvakuumdurchgriff der Röhre)

ist groß genug, um im Gitter-Anodenraum genügend Ionen zu erzeugen, die nach Eindringen in den Gitter-Kathodenraum und durch Abfließen über den Gitterwiderstand den Strom stetig ansteigen lassen, bis schließlich der durch Schaltmittel gegebene Maximalwert erreicht wird. Dieses ist der Bereich der „statischen“ Zündung. Kehrt vor Erreichung eines bestimmten Stromwertes, durch den erst eine ausreichende Nachlieferung von Ionen sichergestellt ist, die Gitterspannung wieder auf den Wert $U_g < U_{gk}$ zurück, so kommt es nicht zur Zündung. Hier beginnt der Bereich der „dynamischen“ Zündung. Wie die Abb. 8 zeigt, nimmt die zur Zündung notwendige Mindestimpulsspannung mit abnehmender Impulsbreite zu. Bei kurzen Impulszeiten muß die zur Zündung notwendige Impulsspannung sehr hohe Werte annehmen.

Man könnte vermuten, daß die Röhren mit sehr schnellem Stromanstieg — das sind, wie bereits in einer früheren Arbeit gezeigt wurde [13], die Röhren mit großer Ionisierungszahl und großer Ionengeschwindigkeit — auch nur kleine Zündimpulsspannungen zur Zündung benötigen. Wie die Abb. 9 andessen zeigt, trifft das keinesfalls zu. Wir finden, daß die Röhren mit großem Exponentialkoeffizienten für den Stromanstieg, z. B. die PL 21 und die ASG 5121, sehr hohe Impulsspannungen zum Zünden benötigen, also eine kleine Zündempfindlichkeit haben, während die EC 50 und die AC 50, für die wir einen verhältnismäßig langsamen Stromanstieg fanden, eine hohe Zündempfindlichkeit besitzen. Für die Zündempfindlichkeit müssen also andere Parameter eine Rolle spielen als für den Stromanstieg.

Wir haben bereits aus den obigen Überlegungen und aus den Untersuchungen über die Zündverzögerungszeit geschlossen, daß bei der Zündung eines Thyratrons mit Hilfe eines kurzzeitigen Zündimpulses am Gitter der Röhre im Gitter-Anodenraum eine genügende Anzahl von Ionen erzeugt werden muß, damit innerhalb der Laufzeit von der Anode zur Kathode durch diese für die nötige Nachlieferung von Elektronen und Ionen gesorgt wird. Wir können wieder den Ansatz machen, daß es für das Eintreten einer Zündung notwendig ist, daß eine ganz bestimmte Anzahl von Ionen K_i in den Gitter-Kathodenraum eingedrungen sein muß. Unter Verwendung von Gl (4) erhalten wir

$$K_i = N_i(t_i) = N_i\left(\frac{d}{v_i}\right) = \frac{N_0}{\gamma + \frac{1}{1-\delta}} \left(e^{\frac{a}{v_i}} - 1\right) = B N_0. \quad (10)$$

Unter Verwendung von Gleichung (6a) finden wir

$$[U_{z0} - (U_{gk} - U_g)]^{3/2} t_z = U_{z0}^{3/2} t_z = \frac{K_i}{B K} = K_z, \quad (11)$$

worin U_{z0} die zum Zünden notwendige Mindestspannung des Zündimpulses bei der Zündimpulsdauer t_z bedeutet. K_z ist eine Konstante, die natürlich noch von den Betriebsbedingungen der Röhre abhängt. Der reziproke Wert von K_z kann als Maß für die Zündempfindlichkeit gelten.

In Abb. 10 ist $U_{z0}^{3/2}$ als Funktion von $1/t_z$ für handelsübliche Röhren dargestellt. Da die Zündimpulse keine exakte Rechteckform hatten, wurden die Zündimpulsdauern t_z in der Weise gewonnen, daß die auf dem Leuchtschirm des Impulsszillographen dargestellten Zündimpulse fotografiert und ausgemessen wurden. Die Zündimpulse wurden nach Potenzierung der einzelnen Spannungswerte mit $3/2$ umgezeichnet und die Fläche der somit gewonnenen Impulse mit einem Planimeter integriert. Die Zündimpulsdauer ergab sich dann aus der Beziehung

$$t_z = \frac{1}{[U_{z0} - (U_{gk} - U_g)]^{3/2}} \times \int_0^\infty [U_z(t) - (U_{gk} - U_g)]^{3/2} dt. \quad (12)$$

Die Abb. 10 zeigt, daß sich der funktionelle Zusammenhang wirklich durch eine Gerade wiedergeben läßt. Nur bei längeren Impulsdauern, d. h. bei kleinen Werten von $1/t_z$ treten bei einigen Röhren

Abweichungen auf. Dieses ist auch verständlich, weil dann die Dauer des Zündimpulses nicht mehr klein gegenüber der Laufzeit der Ionen ist. Diese Abweichung wird daher bei dem hier verwendeten Impulsbreitenbereich besonders bei den Röhren mit Füllgasen geringer Masse bemerkbar werden. Bei

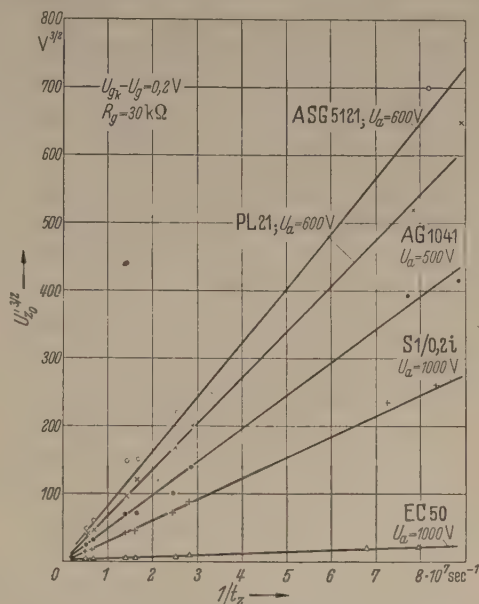


Abb. 10. $U_{z0}^{3/2}$ als Funktion von $1/t_z$ für verschiedene Gastrioden und -tetroden.

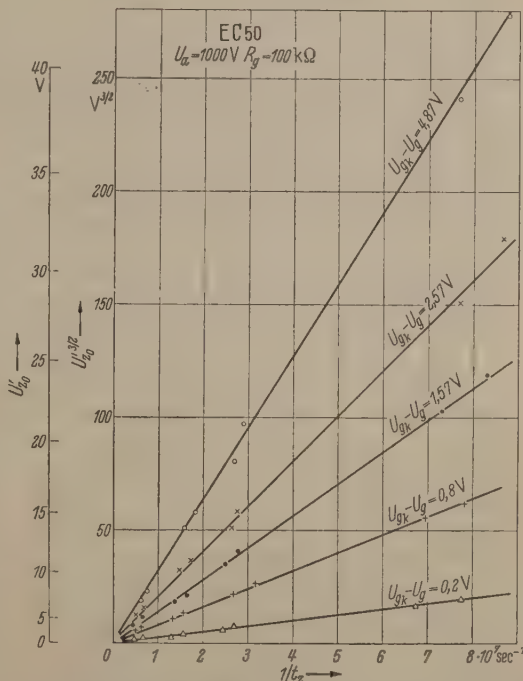


Abb. 11. $U_{z0}^{3/2}$ als Funktion von $1/t_z$ für die EC 50 bei verschiedenen Gittervorspannungen.

Röhren geringer Zündempfindlichkeit treten dagegen bei kleinen Zündimpulsbreiten Abweichungen auf, weil bei diesen Röhren schon so hohe Zündimpulsspannungen zum Zünden erforderlich sind, daß das Gitter während des Zündimpulses positiv wird und dadurch Elektronen aufnimmt, die dann für die Stoßionisation im Gitter-Anodenraum nicht mehr zur Verfügung stehen. Zum Zünden sind daher höhere

Impulsspannungen erforderlich. Die Steuerung ist dann auch nicht mehr leistungslos. Durch die Verwendung eines Zündimpulsgenerators mit niedrigem Innenwiderstand konnte diese Steuerleistung immer aufgebracht werden.

Ändert man nun die Gittervorspannung, so zeigt sich, daß bei größerer negativer Vorspannung die Steilheit K_z der Geraden zunimmt, d. h., daß die Zündempfindlichkeit abnimmt. Das ist dadurch zu erklären, daß wegen des größeren Einstromes von Ionen aus dem Gitter-Anodenraum in das Gitter auch

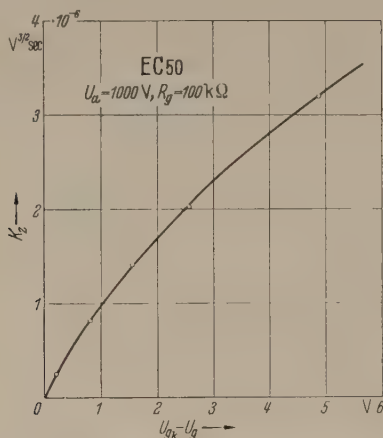


Abb. 12. K_z als Funktion der negativen Gittervorspannung für die EC 50.

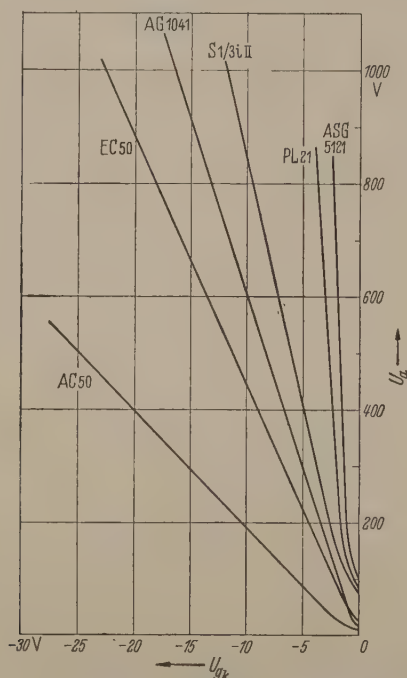


Abb. 13. Statische Zündkennlinien für verschiedene Gastrioden und -tetroden.

eine größere Zahl von Primärelektronen durch die Einwirkung des Zündimpulses geschaffen werden muß. In Abb. 11 ist $U'_{z0}{}^{3/2}$ als Funktion von $1/t_z$ bei verschiedenen Gittervorspannungen für die EC 50 dargestellt. Die Abb. 12 gibt die aus diesen Kurven gewonnene Steilheit K_z der Geraden in Abhängigkeit von der Gittervorspannung wieder. Für $U_g = U_{gk}$ ergibt sich eine unendlich große Zündempfindlichkeit, weil dann in jedem Falle eine Zündung der Röhre eintritt.

Wie man aus der Abb. 10 ersieht, haben die verschiedenen Gastrioden und -tetroden sehr stark von-

einander abweichende Zündempfindlichkeiten. Es besteht daher die Frage, wodurch diese großen

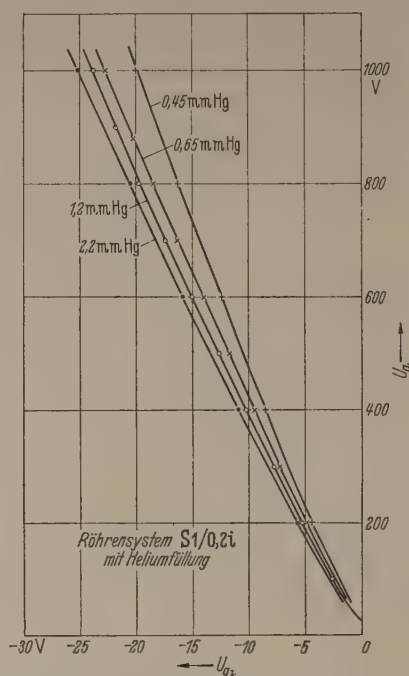


Abb. 14. Die statischen Zündkennlinien für die Röhren vom Typ der S 1/0,2 i mit Heliumfüllung bei verschiedenen Gasdrücken.

Unterschiede bedingt sind, zumal sie sicher nicht mit der Größe des Exponentialkoeffizienten des Stromanstiegs in Zusammenhang zu stehen scheinen. Vergleicht man die Ergebnisse aus den Messungen

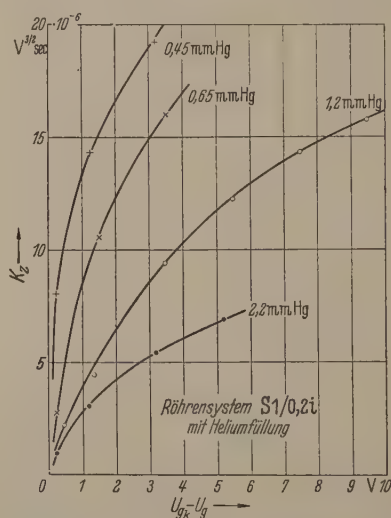


Abb. 15. K_z als Funktion von $U_{gk} - U_g$ für die Röhren vom Typ der S 1/0,2 i mit Heliumfüllung bei verschiedenen Gasdrücken.

der Zündempfindlichkeit bei den verschiedenen Röhren mit den statischen Zündkennlinien für die entsprechenden Röhren, so erkennt man, daß die Röhren großer Zündempfindlichkeit, d. h. mit kleinen K_z -Werten, ein großes Verhältnis U_{gk}/U_a haben. Dies Verhältnis, welches näherungsweise gleich dem Hochvakuumdurchgriff ist, wollen wir zur Unterscheidung mit

$$D_G = - \frac{U_{gk}}{U_a} \quad (13)$$

bezeichnen. In Abb. 13 sind zum Vergleich die sta-

tischen Zündkennlinien für mehrere Röhren dargestellt. Da die statischen Zündkennlinien auf Grund der Tatsache, daß D_G näherungsweise dem Hochvakuumdurchgriff gleichzusetzen ist, von der Geometrie des Gitters abhängen, wird also die Zündempfindlichkeit im wesentlichen von der Größe der Ioneneinströmung ins Gitter beeinflusst.

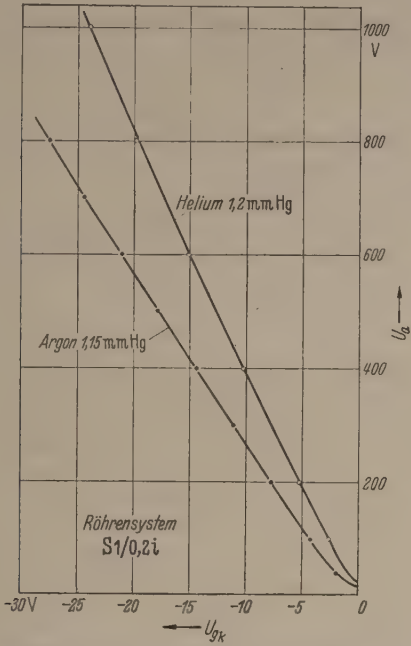


Abb. 16. Die statische Kennlinie der S 1/0,2 i mit Argonfüllung von 1,15 Torr und mit Heliumfüllung von 1,2 Torr.

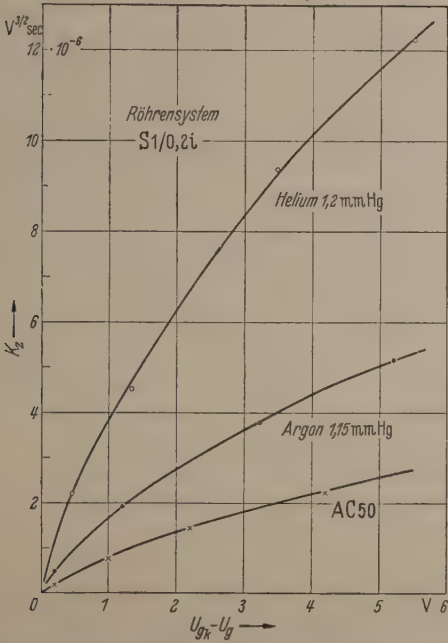


Abb. 17. K_z als Funktion von $U_{gk} - U_g$ für die S 1/0,2 i mit Helium- und Argonfüllung und für die AC 50.

Nun hängt aber D_G noch von dem Druck und von der Art der Gasfüllung ab. Die Abb. 14 zeigt die statischen Zündkennlinien für die Röhren vom Typ der S 1/0,2 i mit Heliumfüllung bei verschiedenen Gasdrücken. Ein Vergleich dieser Kennlinien mit den in Abb. 15 dargestellten K_z -Werten ergibt wieder den Tatbestand, daß die Zündempfindlichkeit durch D_G bedingt ist.

Den gleichen Zusammenhang zwischen der Zündempfindlichkeit und dem Verhältnis D_G finden wir bei der Röhre vom Typ der S 1/0,2 i, die mit Argon bei einem Druck von 1,15 Torr gefüllt wurde, und der Röhre gleichen Typs, die mit Helium bei einem Druck von 1,2 Torr gefüllt wurde. Die Abb. 16 zeigt die statischen Kennlinien dieser Röhren und die Abb. 17 die entsprechenden K_z -Werte. Wir sehen daraus, daß auch die Ionisierungszahl und die Ionengeschwindigkeit, die ja im wesentlichen die Steilheit des Stromanstiegs bedingen [13], von Einfluß sind. Die statische Kennlinie der Röhre AC 50 mit einer Argonfüllung von 0,5 Torr und die Zündempfindlichkeit dieser Röhre zeigen im Vergleich dazu den wesentlich größeren Einfluß der Geometrie des Gitters (vgl. hierzu Abb. 13).

Es sei auch darauf hingewiesen, daß die Zündempfindlichkeit noch von der Anodenspannung ab-

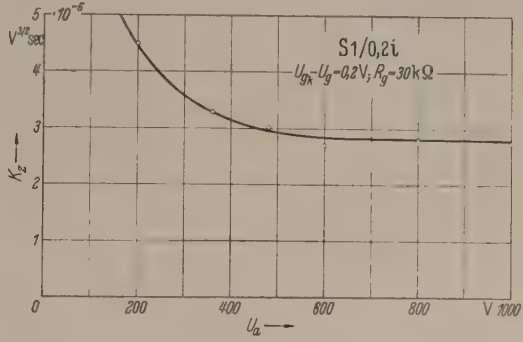


Abb. 18. K_z als Funktion der Anodenspannung für die S 1/0,2 i (Helium).

hängt. Es wurde in einer früheren Arbeit gezeigt [13], daß bei Anodenspannungen von wenigen 100 Volt an die Stromanstiegssteilheit nicht mehr wesentlich zunimmt. Den gleichen Zusammenhang finden wir auch bei der Messung der Zündempfindlichkeit in Abhängigkeit von der Anodenspannung, die in Abb. 18 dargestellt ist.

Die von ADAM [15] gemessene Abhängigkeit der statischen Zündkennlinie und damit des Verhältnisses D_G vom Gitterwiderstand zeigt sich auch in

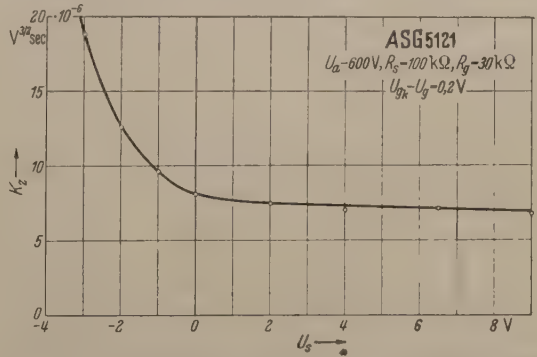


Abb. 19. K_z als Funktion der Schirmgitterspannung bei der ASG 5121.

einer Abnahme der Zündempfindlichkeit mit kleiner werdendem Gitterwiderstand. Doch wird diese erst bei kleineren Widerständen als 30 KOhm merklich.

Da bei Gastetroden mit Hilfe der Schirmgitterspannung eine Verschiebung der statischen Zündkennlinie zu erreichen ist, erhält man mit zunehmender Schirmgitterspannung eine steigende Zündempfindlichkeit, wie die in Abb. 19 dargestellte Ab-

hängigkeit des K_2 -Wertes von der Schirmgitterspannung bei konstantem $U_{gk} - U_g$ zeigt. Hieraus erklärt sich auch die Tatsache, daß man bei Schaltung einer Gastetrode, bei der im allgemeinen das Schirmgitter über einen Widerstand mit der Kathode verbunden ist, als Triode stets eine kleinere Zündempfindlichkeit erhält.

Die hier für die verschiedenen Röhren angegebenen Zündempfindlichkeiten sind Grenzwerte. Das bedeutet, daß man bei der Verwendung dieser Röhren dem Gitter eine wesentlich höhere Zündimpulsspannung zuführen muß; denn die durch die Zündempfindlichkeit gegebenen Höhe eines Zündimpulses bei einer bestimmten Zündimpulsdauer bewirkt erst eine Zündung der Röhre nach Ablauf der maximalen Zündverzögerungszeit. Außerdem zeigt sich, daß bei geringen Schwankungen der Zündimpulsspannungen starke Änderungen der Verzögerungszeit auftreten und die Zündung evtl. ganz ausbleibt. Wenn man also einen möglichst kleinen Zeitabstand zwischen Zündimpuls und Zündung erreichen will, benötigt man Zündimpulsspannungen, die um eine Größenordnung höher liegen als die durch die Zündempfindlichkeit gegebenen Werte. Da die Zündempfindlichkeit auch um so größer ist, je kleiner die Differenz $U_{gk} - U_g$ ist, wird es zweckmäßig sein, die negative Gittervorspannung nur wenig negativer zu wählen als U_{gk} . Da sich aber U_{gk} bei Schwankungen der Anodenspannung und der Heizspannung ändert, kann es leicht passieren, daß $U_g = U_{gk}$ wird, welches eine Zündung der Röhre ohne Einwirkung eines Zündimpulses zur Folge hat. Wir erkennen daraus, wie wichtig es für die Impulstechnik ist, Röhren zu besitzen, die eine extrem große Zündempfindlichkeit haben.

Für die Weiterentwicklung der gasgefüllten Röhren ergibt sich also, daß zur Erreichung einer hohen Zündempfindlichkeit ein möglichst großes Verhältnis $D_G = -U_{gk}/U_a$ notwendig ist. Das bedeutet, daß

1. von vornherein ein System mit großem Hochvakuumdurchgriff gewählt werden muß und daß
2. Gase mit großem Ionisierungsquerschnitt bei nicht zu kleinem Druck und mit hoher Ionengeschwindigkeit zu verwenden sind.

Bei dem letzten Punkt muß man natürlich einen Kompromiß schließen; denn von dem Druck und

von der Masse des Gases hängt die Entionisierungszeit ab, die noch in einer späteren Arbeit behandelt werden soll.

Zusammenfassung

Im ersten Teil der Arbeit wird eine Beziehung für die Abhängigkeit der Zündverzögerungszeit in Gastrioden und -tetroden von den inneren und äußeren Betriebsbedingungen aufgestellt und experimentell geprüft. Das Auftreten von maximalen Zündverzögerungszeiten wird dadurch erklärt, daß innerhalb der Laufzeit der infolge der Einwirkung des Zündimpulses im Gitter-Anodenraum durch Stoßionisation entstandenen Ionen von der Anode zur Kathode für eine ausreichende Nachlieferung von Ionen im Gitter-Anodenraum gesorgt sein muß.

Im zweiten Teil wird die Zündempfindlichkeit, die nur für eine Zündung von gasgefüllten Trioden und Tetroden mit Hilfe von kurzzeitigen Impulsen definiert werden kann, in Abhängigkeit von den inneren und äußeren Betriebsbedingungen der Röhren untersucht. Hieraus ergibt sich für die Weiterentwicklung von Gastrioden und -tetroden, daß zur Erreichung einer hohen Zündempfindlichkeit nur Röhrensysteme mit großem Hochvakuumdurchgriff und Gase mit großem Ionisierungsquerschnitt bei nicht zu kleinem Druck und hoher Ionengeschwindigkeit verwendet werden müssen.

Dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. W. KROEBEL, möchte ich für viele Anregungen und wertvolle Diskussionen herzlichst danken.

Literatur. [1] KLEMPERER, H. u. M. STEENBECK: Z. techn. Phys. 14, 341 (1933). — [2] KNOOP, E.: Z. angew. Phys. 5, 105 (1953). — [3] RAU, K. L.: Frequenz 7, 134 u. 249 (1953). — [4] KOCH, W.: Phys. Z. 33, 934 (1932). — [5] STRIGEL, K.: Wiss. Veröff. Siemens-Werke 11/2, 52 (1932). — [6] GLASER, A.: Jb. Forsch. Inst. AEG, 3, 47 (1931/32). — [7] KLEMPERER, H.: Arch. Elektrotechn., 27, 322 (1933). — [8] v. ENGEL, A. u. M. STEENBECK: Elektrische Gasentladungen Bd. 2, § 75. — [9] MULLIN, Ch. I.: Phys. Rev. 70, 401 (1946). — [10] KROEBEL, W.: Geh. Ber. d. Bevolm. f. Hochfr. Forsch. 1941. — [11] KROEBEL, W.: AEÜ 1, 108 (1947). — [12] KNOOP, E. u. W. KROEBEL: Z. angew. Phys. 2, 281 (1950). — [13] KNOOP, E.: Z. angew. Phys. 7, 366 (1955). — [14] KIRSCHSTEIN, B.: Wiss. Veröff. Siemens-Werke 18, 306 (1939). — [15] ADAM, H.: Wiss. Veröff. Siemens-Werke 20, 28 (1941).

Dozent Dr. ERNST KNOOP,

Institut für angewandte Physik der Universität Kiel.

Lichtbogen hoher Leuchtdichte mit Thoriumoxyd als Anode

Von NIKOLAUS RIEHL

Mit 1 Abbildung

(Eingegangen am 15. Mai 1955)

Die hier beschriebenen Versuche sind noch vor 1945 bei der Wissenschaftlichen Hauptstelle der AuerGesellschaft durchgeführt worden. Eine Veröffentlichung ist jedoch aus äußeren Gründen erst jetzt möglich. Trotz dieser langen Zeitspanne dürfte es noch lohnend sein, das Wesentliche der damals erhaltenen Ergebnisse in kurzer Form bekanntzugeben.

Benutzt man einen Thoriummetall-Stab¹ als

Anode eines freibrennenden (d. h. in gewöhnlicher Luft offen stehenden) elektrischen Bogens, so entsteht nach kürzester Zeit an der Oberfläche des Stabes eine Schicht von Thoriumoxyd (s. Abbildung). Die Oxydierung pflanzt sich jedoch nicht tief ins Metall hinein, so daß das Metall sich nur mit einem Oxydmantel umgibt. Da die obere Stirnfläche des Oxydmantels hochoberhitzt und daher gut leitend ist, erhielt ich auf diese Weise einen dauernd brennenden Bogen, dessen Anode Thoriumoxyd war.

Nach Abschalten des Stromes und Erkalten der Elektrode läßt sich der Bogen leicht durch Berührung

¹ Das verwendete Thoriummetall war duktil, von den Firmen Telefunken und Siemens-Röhrenwerk aus 99,7%igem Thoriummetall-Pulver der Degussa durch Vakuumsinterung hergestelltes Metall.

der Elektroden wieder zünden, weil nämlich das Oxyd an der Berührungsfläche entweder von selbst abbröckelt oder sich leicht mechanisch beseitigen läßt, so daß das innen befindliche leitende Metall wieder zum Vorschein kommt. Das Wiederzünden ist auch nach langem Brennen möglich.

Beim Brennen bildet sich auf der Stirnfläche der Anode ein kalottenförmiger Tropfen von flüssigem Thoriumoxyd aus (s. Abbildung). Der Tropfen haftet fest auf der Anode und fließt bei keiner Stellung der Anode ab. Dieses flüssige, *siedende* Thoriumoxyd bildet die eigentliche Anode.

Alle diese Erscheinungen treten *nicht* auf, wenn man den Bogen in einer *nichtoxydierenden* Atmosphäre (z. B. in Argon) an dem Thoriummetallstab zündet. In diesem Fall schmilzt das (verhältnismäßig niedrig schmelzende und gut wärmeleitende) Thoriummetall sofort weg.

Zunächst traten gewisse Schwierigkeiten folgender Art auf. Der leuchtende Brennfleck wanderte auf der Stirnfläche der Thorium-Anode hin und her und fraß sich gelegentlich ins Innere des Thoroxyds hinein; es wuchsen „Bäume“ aus Thoroxyd auf der Anode und verdeckten teilweise den Leuchtfleck. Diese Schwierigkeit wurde dadurch behoben, daß die Größe des Brennflecks genau dem Durchmesser der Anode angepaßt wurde. Ebenso wie beim Kohlebogen wächst nämlich auch beim Thoroxydbogen der Durchmesser des anodischen Brennflecks mit der Stromstärke. Wählt man nun eine solche Stromstärke, daß der Durchmesser des Brennflecks gerade gleich dem Durchmesser des Thoriumstabes ist, so bedeckt der Brennfleck die gesamte Stirnfläche des Stabes, der Stab brennt gleichmäßig ab, und es findet kein Hineinfressen des Bogens in die Anode und kein Wachsen von Thoroxyd-„Bäumen“ statt. Um dies zu erreichen, braucht man z. B. bei einer Thorium-Anode von 4,2 mm Durchmesser eine Stromstärke von 25 Amp., bei einer Anode von 8 mm Durchmesser — 75 Amp.

Da sich keine merkliche Abhängigkeit der Leuchtdichte des anodischen Brennflecks vom Material der Kathode zeigte, so wurde als Kathode — der Billigkeit wegen — gewöhnliche Bogenreinkohle benutzt.

Die (technisch wesentliche) *Leuchtdichte* des Anodenflecks wurde zu 90 000 Stilb gemessen. Interessant ist dabei, daß diese Leuchtdichte kaum von der Stromstärke abhängt und schon bei einer Stromstärke von nur 25 Amp. erreichbar ist. Beim sogenannten „Effekt-Kohlebogen“, der auf der Ausnutzung des Beck-Effektes beruht, erreichte man solche (und zum Teil allerdings noch höhere) Leuchtdichten erst bei Anwendung von etwa 10mal höheren Stromstärken (mehrere hundert Ampere). Es scheint also, daß der hier beschriebene Thoroxyd-Bogen in allen den Fällen von Interesse sein wird, wo es erwünscht ist, mit möglichst *kleinen* Stromstärken die genannte hohe Leuchtdichte von fast 100 000 Stilb zu erreichen.

Neuerdings haben FINKELNBURG und WOLFF¹ durch Anwendung von reinem Cer als „Leuchtsalz“ eine beachtliche Erhöhung der Leuchtdichte des Beck-Bogens auch bei geringer Stromdichte erreicht, so daß jetzt der Unterschied zum Beck-Bogen nicht mehr so groß ist.

Die Abbrandgeschwindigkeit der Thoroxyd-Anode (richtiger: Thormetall-Thoroxyd-Anode) ist etwa die gleiche wie beim Kohle-Bogen. Im übrigen ist sie abhängig von Elektrodenabstand, Spannung, Elektrodendurchmesser u. dgl.

Zur elektrischen Charakteristik des Thoroxyd-Bogens (mit Kohle als Kathode) seien beispielshalber folgende Daten angegeben: bei einem Elektrodenabstand von 5—8 mm und einer Stromstärke von 8 Amp. ist die Spannung an den Elektroden 25—30 V., bei 15 Amp. ist sie 30—40 V.

Es versteht sich, daß der Thoroxyd-Bogen (ebenso wie der Beck-Bogen) stark raucht (Thoroxyd-Rauch). — Ebenso selbstverständlich ist es, daß die Strahlung dieses Bogens reich an Ultraviolett und daher hochaktiv und stark erythembildend ist (ähnlich wie beim Beck-Bogen und bei der „Ulvir“-Lampe von M. VOLMER). — Bemerkt sei noch, daß die Leuchtdichte des eigentlichen Bogens nur etwa halb so groß ist wie die des anodischen Brennflecks. Die Abhängigkeit der Bogen-Leuchtdichte von der Stromstärke wurde nicht untersucht.

Eine mögliche technische Verbesserung des Thoroxyd-Bogens könnte darin bestehen, daß die Thorium-Anode gedreht wird. Es könnte dann wohl ein noch ruhigeres Brennen und ein noch gleichmäßiger Abbrand erzielt werden. Ferner wäre es vielleicht vorteilhaft, eine gewisse Kühlung des Thoriumstabes unmittelbar neben dem erhitzten Ende vorzusehen, um das (gelegentlich beobachtete) Aufkochen des Thoriummetalls im Inneren des Stabes zu verhindern.

Da der Brennfleck *siedendes Thoriumoxyd* darstellt, so dürfte seine Temperatur unweit von 5000° liegen. Es wäre erwünscht, genauere Messungen der wahren Temperatur vorzunehmen.

Die hier beschriebenen Effekte beschränken sich keineswegs auf Thorium. Auch andere hochschmelzende Metalle (Wolfram), bzw. Metalle, die hochschmelzende, vorzugsweise weiße Oxyde geben, liefern ähnliche Resultate. Wenn der Bogen *an Luft* brennt, findet weder ein Schmelzen, noch ein Verbrennen der Metalle statt, sondern es bildet sich der eingangs erwähnte „Oxyd-Panzer“, das siedende Oxyd bildet die Anode und liefert hohe Leuchtdichten¹. Die höchste Leuchtdichte ergab sich zunächst beim Thorium, womit aber nicht gesagt sein soll, daß man mit anderen Metallen (bzw. deren Oxyden) nicht noch höhere Leuchtdichten erzielt. Tantal und Molybdän zeigten sehr starkes Sprühen und schienen daher ungeeignet zu sein. (Vielleicht liegt dies aber nur an den Herstellungsbedingungen der von mir benutzten Tantal- und Molybdän-

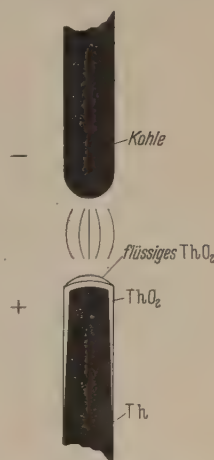


Abb. 1. Schema des Thoroxydbogens.

¹ Metallisches Cer und Lanthan, sowie „Cermischmetall“ zeigten den Effekt nicht. Bei diesen Metallen durchsetzte die Oxydation schnell den ganzen Metallstab. Außerdem ist der Schmelzpunkt der Metalle selbst zu niedrig.

¹ W. FINKELNBURG, „Hochstromkohlebogen“. Springer-Verlag 1948, S. 75.

stücke). Zirkon wurde nicht erprobt, könnte aber geeignet sein.

Zusammenfassung

Benutzt man einen Thoriummetall-Stab als Anode eines Lichtbogens, so überzieht sich der Stab (an freier Luft) mit einer ThO_2 -Schicht, und man bekommt einen Lichtbogen, dessen Anode siedendes Thoriumoxyd ist. Der Bogen läßt sich in üblicher Weise (durch Berührung der beiden Elektroden) beliebig oft wieder zünden, da das Innere des Stabes metallisch bleibt.

Der anodische Brennfleck hat eine Leuchtdichte von 90 000 Stilb. Diese hohe Leuchtdichte ist — im Gegensatz zum BECK-Kohlebogen — schon bei recht

niedrigen Stromstärken (z. B. 25 Amp.) erreichbar. Somit könnte der Thoriumoxyd-Bogen in den Fällen praktisch anwendbar sein, wo hohe Leuchtdichte bei geringem Stromaufwand erwünscht ist.

Auch bei Benutzung anderer Metalle (W, Ta, Mo usw.), die nicht zu niedrig schmelzen und hochschmelzende Oxyde geben, treten ähnliche Erscheinungen auf. Brennt der Bogen an Luft, so findet weder ein Schmelzen, noch ein völliges Verbrennen des Metalls statt, sondern es entsteht ein schützender „Oxyd-Panzer“, der die eigentliche Anode bildet und einen Brennfleck hoher Leuchtdichte ergibt.

Dr. Nikolaus Riehl
München, Hiltenspergerstr. 36.

Aufbau eines kombinierten Gitterspektrographen hoher Dispersion

Von J. WEINARD

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 18. Juni 1955)

Einleitung

Unter den gebräuchlichsten Montagen für Gitterspektrographen hoher Dispersion sind wohl die PASCHEN-RUNGE-Montage und die WADSWORTH-Montage zu nennen. Während die erstere den großen Vorteil der hohen Dispersion hat, aber astigmatische Bilder liefert, nimmt man bei der WADSWORTH-Montage die kleinere Dispersion in Kauf, hat aber hier

Die Daten des zur Verfügung stehenden Gitters sind:

Krümmungsradius 6,65 m, 600 Striche pro Millimeter, Gitterfläche 50×132 mm. Das Gitter ist „geblazed“ und hat sein Intensitätsmaximum bei 6000 \AA in der ersten Ordnung. Das Auflösungsvermögen ist in 1., 2. und 3. Ordnung 78000 bzw. 156000, bzw. 234000. Die Dispersion ist in 1. Ordnung $2,4 \text{ mm \AA/mm}$. Geister sind praktisch nicht zu beobachten.

Gitter und Hohlspiegel wurden von der Fa. BAUSCH and LOMB, U. S. A. geliefert, die benötigten

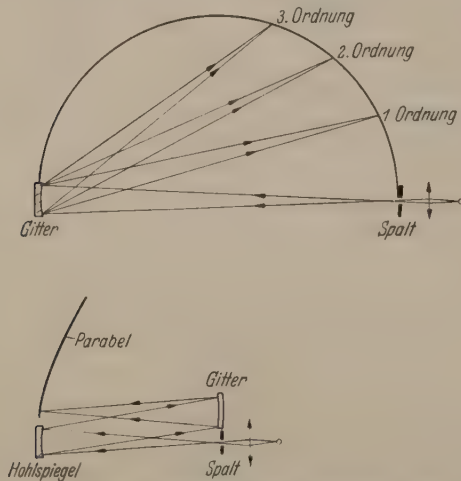


Abb. 1. Normale PASCHEN- und WADSWORTH-Montage.

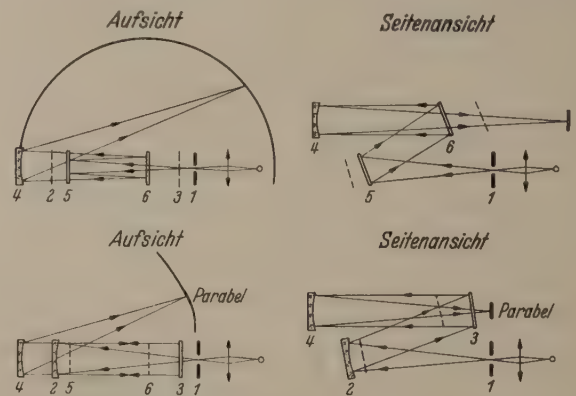


Abb. 2. 1 Spalt, — 2 Hohlspiegel, 3, 5, 6 Planspiegel.

stigmatische Abbildungen zu erwarten. Das Auflösungsvermögen bei gleichem Gitter ist für beide Montagen in erster Näherung gleich.

Leider sind Laboratorien, in welchen beide Montagen zur Verfügung stehen, sehr selten, so daß man für bestimmte Untersuchungen gezwungen ist, von einem Laboratorium zum anderen zu wechseln, was wegen der oft großen Entfernung nicht sehr einfach ist.

In der nachfolgenden Abhandlung wird eine Apparatur beschrieben, die PASCHEN- und WADSWORTH-Montage in sich vereinigt und durch einfache Manipulationen erlaubt, binnen kurzer Zeit von einer Montage zur anderen überzugehen, ohne Spalt- oder Gitterposition zu verändern.

Planspiegel wurden vom „Institut d'Optique“ Paris angefertigt. Alle übrigen Teile der Apparatur wurden in der Werkstätte des physikalischen Institutes der Universität des Saarlandes verwirklicht.

Aufbau des kombinierten Gitterspektrographen

In unserem Aufbau sind die Positionen für Spalt und Gitter für beide Montagen festgelegt.

Zu diesem Zwecke mußten die normalen Anordnungen nach PASCHEN und WADSWORTH etwas geändert werden. (Abb. 1 und 2.)

In unserer Anordnung liegt der Spalt 1 (Abb. 2) nicht mehr auf dem ROWLAND-Kreis, sondern in der Nähe des Kreismittelpunktes. Zwei eingeschobene Planspiegel 5 und 6 (Abb. 2) sorgen dafür, daß die

Entfernung Spalt—Gitter dem Durchmesser des ROWLANDkreises entspricht. Diese Planspiegel 5 und 6 können aus dem Lichtweg herausgeschwenkt und reproduzierbar eingeschwenkt werden, um zur WADSWORTH-Montage überzugehen. Auch in diesem Aufbau wurde ein zusätzlicher Planspiegel 3 eingebaut, um

1. die WADSWORTH-Parabel innerhalb des PASCHEN-Kreises zu legen (Abb. 2) und

2. später ein sogenanntes Echelle-Gitter in die Apparatur einzubauen.

In Abb. 3 ist der Grundriß des kombinierten Aufbaus gegeben. Man ersieht daraus leicht, wie von einer Montage zur anderen übergewechselt werden kann ohne Spalt- oder Gitterposition zu ändern. Es genügt, die beiden Planspiegel 5 und 6 in — oder — aus dem Lichtweg zu schwenken. Der Spektrographenraum ist thermostatisiert. Die maximale Temperaturänderung ist $\pm 0,1^\circ \text{C}$.

Einige Einzelheiten zum Aufbau

Die Gitterhalterung

Um das Gitter für beide Montagen benützen zu können, muß die Halterung eine einwandfreie Justierung des Gitters um seine Symmetrieachsen erlauben.

Mit dem von uns konstruierten Stativ ist es uns möglich, die Gitterposition zu verändern. (Siehe Abb. 4.)

1. Mittels einer doppelten Schwalbenschwanzführung ist es möglich, das Gitter in der Höhe und der Horizontalen zu verschieben.

2. Durch einen in die eigentliche Gitterhalterung eingebauten Konus kann das Gitter mit einer Mikrometerschraube um seine horizontale Achse (senkrecht zu Gitterstrichen) gedreht werden. Ein Nonius erlaubt genaues Ablesen und damit reproduzierbares Einstellen.

3. Durch einen zweiten Konus im Stativsockel kann das Gitter um seine Vertikalachse gedreht werden. Ein feststellbarer Teilkreis mit Noniusablesung — es können noch 90 Sekunden abgelesen werden, was für unsere Zwecke ausreichend ist —, der mit einer Mikrometerschraube drehbar ist, sorgt dafür, daß dem Gitter der jeweils gewünschte Drehwinkel gegeben werden kann.

4. Das ganze Gitterstativ — eine Dreipunktlagerung erlaubt, die Vertikale einzustellen — ruht auf einer geschliffenen Platte, die durch Schwalbenschwanzführung in Richtung des festgelegten Kreisdurchmessers zu verschieben ist. Auch hier ist ein Nonius angebracht, der eine immer reproduzierbare Verschiebung gestattet. Die Grundplatte ist in der Marmorplatte des Betonsockels — wie übrigens alle Spiegelhalterungen — verankert.

Die Spiegelhalterungen

Die Hohlspiegelhalterung 2 ist ungefähr die gleiche wie die des Gitters. Doch wurde hier davon abgesehen, das Stativ so zu bauen, daß der Spiegel sich in seiner Symmetrieachse dreht. Auch hier wurde das

ganze Stativ auf eine in Schwalbenschwanzführung gleitende Platte montiert. Für alle Stativhalterungen wurde die Dreipunktlagerung gewählt, so daß man jedes Stativ entfernen kann, ohne Gefahr zu laufen, nach Wiedereinstellung des Stativs die Justierung der Apparatur gestört zu haben.

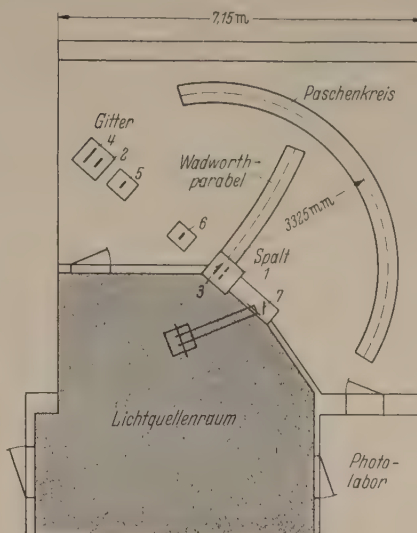


Abb. 3. Grundriß des Spektrographenraums.

Wie schon erwähnt, sollen die beiden Planspiegel 5 und 6 für die PASCHEN-Montage schwenkbar sein, um sofort auf die WADSWORTH-Montage übergehen zu können. Zu diesem Zwecke befestigen wir die Trägerplatte der Spiegel auf einer horizontalen Achse, die

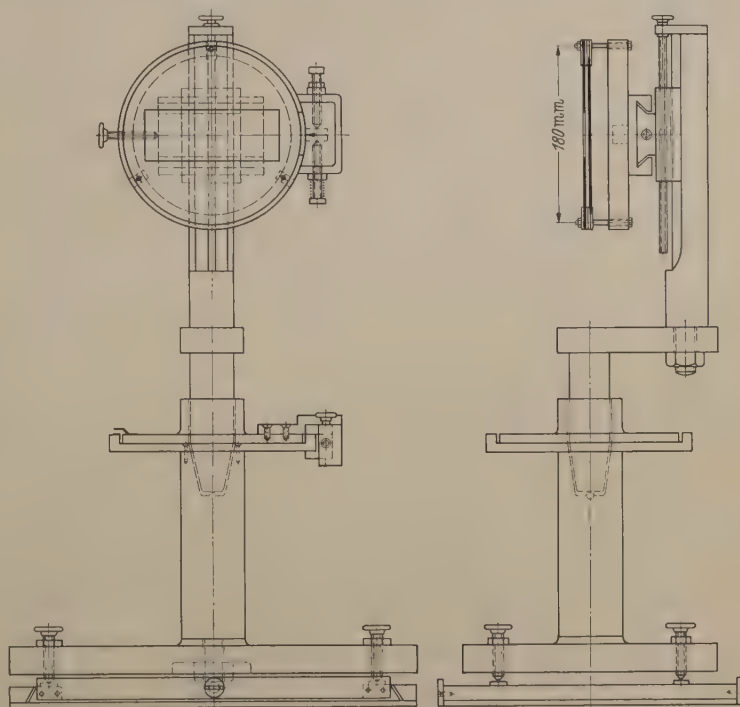


Abb. 4. Gitterhalterung.

ihrerseits um die Stativachse gedreht werden kann, bis zu einem Anschlag (Abb. 5). Dieser Anschlag wurde als eine an der Stativachse feststehende Stahlfläche ausgebildet, gegen welche eine an der Schwenkachse feste Stahlfläche angeschraubt wird. Die Re-

produktibilität ist sehr befriedigend. Ein mit der beweglichen Achse fest verbundener Stahlwinkel trägt eine Feststellschraube, deren Spitze in eine Winkelnut an der Spiegelträgerplatte greift und so erlaubt, dem Spiegel die gewünschte Neigung zu geben. Zum Zwecke der Justierung ist die Winkelnut verstellbar ange-

wird der Spiegel um seine horizontale Achse gedreht, um ihm die gewünschte Neigung zu geben. Ein besonderes System (Spannkonus) erlaubt, den Spiegel noch ca. 6 mm nach beiden Seiten zu verschieben.

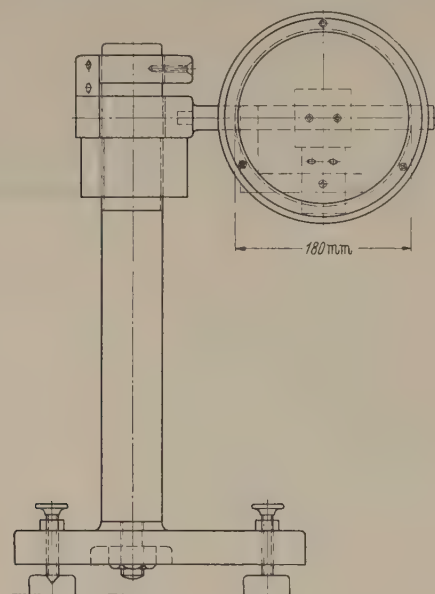


Abb. 5. Stativ für Planspiegel 5 und 6.

bracht. Die Spiegel können mit Hilfe einer Stell-schraube an der Stativachse in der Vertikalen verschoben werden. Das Planspiegelstativ 5 wurde in der Längsrichtung (Gitter—Spalt) verschiebbar gelagert um den exakten Abstand Spalt—Gitter zu fixieren. Zwei der Lagerspitzen des Dreifußes gleiten in eine

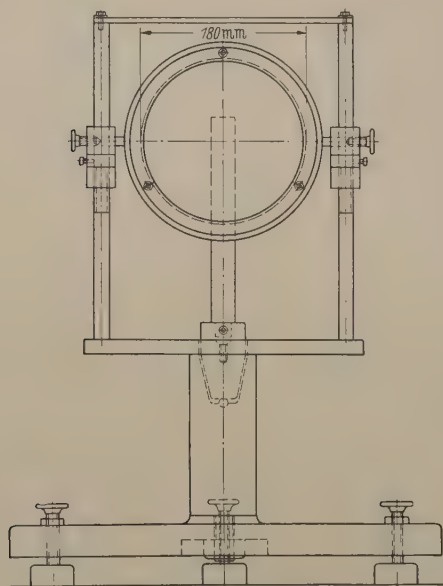


Abb. 6. Stativ für Planspiegel 3.

Winkelnut, so daß beim Verschieben des Spiegels zum Zwecke der Feinjustierung der Reflexionswinkel des Spiegels nicht geändert wird.

Der dritte Planspiegel 3 für die WADSWORTH-Montage wurde an zwei vertikalen Gleitschienen angebracht; er kann also in der Höhe eingerichtet werden (Abb. 6). Mit Hilfe einer Mikrometerschraube

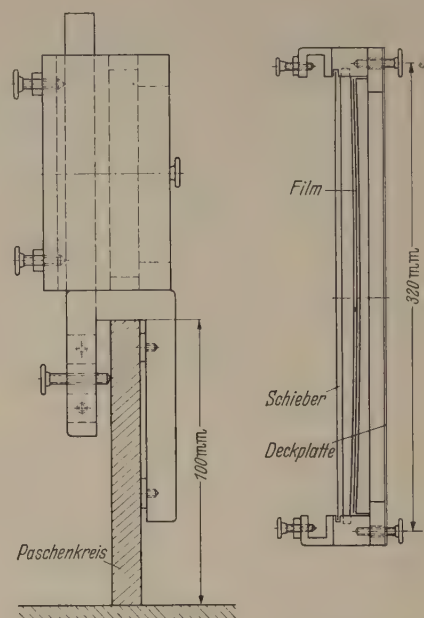


Abb. 7. Platten- und Filmhalter für PASCHEN-Montage.

Der Spalt

Der Spalt wurde nach Vorlagen, die uns von Herrn Professor SWINGS aus Lüttich zur Verfügung gestellt wurden, mit einigen geringen Änderungen nachgebaut. Das Prinzip beruht auf einer Parallelführung der beiden Spaltbacken. Diese Spaltbacken sind an starken Blattfedern befestigt, die aber nicht direkt durch die Mikrometerschraube (1/100 mm Teilung) geöffnet werden. Die Mikrometerschraube bewegt einen Keil, und damit das Öffnen und Schließen des Spaltes. Der Winkel des symmetrischen Keils ist so berechnet, daß die Teilung der Mikrometerschraube die Ablesung in tausendstel Millimeter gestattet. Die Halterung des Spaltes wurde so ausgebildet, daß das Spaltgehäuse um mehr als 90° um die horizontale Achse gedreht werden kann. Auch hier sorgt ein Teilkreis für reproduzierbare Spaltdrehungen. Diese Anordnung ist notwendig, um den Spalt parallel zu den Gitterstrichen einrichten zu können, um aber auch bei zusätzlichem Einbau eines Echelle-Gitters den Spalt waagrecht stellen zu können.

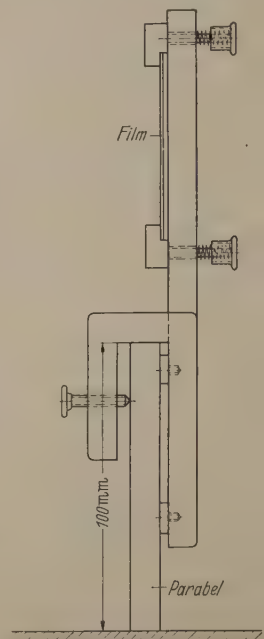


Abb. 8. Flexibles Platten- und Filmchassis für WADSWORTH-Montage.

Spalt mit Stativ kann zum Zwecke der Einjustierung mit Hilfe der bewährten Winkelnut senk-

recht zur optischen Achse der Apparatur verschoben werden.

PASCHEN-Kreis und WADSWORTH-Parabel, Film und Plattenhalter

Zu Beginn des Aufbaus wurde das Zentrum des PASCHEN-Kreises festgelegt und materialisiert. Nun wurden mit Hilfe eines Schwenkarms, der im Mittelpunkt des Kreises drehbar gelagert war und am anderen Ende eine einfache Fräsmaschine trug, die Außenflächen der den Kreis bildenden Messingsegmente gefräst.

Der Schwenkarm wurde in Art einer Brückenkonstruktion gebaut, um eine Durchbiegung zu verhindern.

Es gelang uns, den Kreis auf $\pm 0,2$ mm genau zu fräsen bei einem Radius von 3325 mm.

Die WADSWORTH-Parabel wurde von Hand bearbeitet. Die bearbeiteten Außenflächen von Kreis und Parabel dienen als Referenzfläche für die Platten und Filmhalter. Der Halter für die PASCHEN-Montage ist so konstruiert (Abb. 7), daß er bequem auf dem Kreisbogen verschoben werden kann, ohne daß der Film oder die Platte (Dimension 6×30 cm und 5×25 cm) den Sollkreis verläßt. Das Chassis kann außerdem auf seinem Rahmen 6 cm in der Höhe verschoben werden. Für die WADSWORTH-Montage wurde ein flexibles Chassis konstruiert, das die jeweilige Krümmung der Parabel annimmt (Abb. 8).

Justierung

Als Ausgangspunkt für die Justierung diente das Zentrum des PASCHEN-Kreises, und somit auch der Kreis selbst. Es wurden also Gitter, Spiegel und Spalt nach dem Kreis justiert.

Zuerst wurde mittels eines Fernrohres die Richtung eines Kreisdurchmessers festgelegt, also die Verbindungslinie eines Punktes am Anfang des PASCHEN-Kreisbogens zum festgelegten Kreismittelpunkt. Die Verlängerung dieser Linie gab die Richtung an, in der der Gittermittelpunkt zu liegen hatte. In einer Entfernung von ca. 1 m vor dem Gitter wurde auf dem kleinen Betonsockel, der den Planspiegel 5 trägt, eine weitere auswechselbare Stahlspitze angebracht, in der Art, daß die Verbindungslinie von der Marke auf dem PASCHEN-Kreis mit der Mittelpunktsspitze und der zweiten Spitze die Richtung der optischen Achse materialisiert. Dann wurde durch Autokollimation die Gitterposition festgelegt. Dies erlaubte gleichzeitig, den von der Lieferfirma angegebenen Krümmungsradius des Gitters nachzuprüfen. Ebenso konnte die Platte, auf der das ganze Gitterstativ in Richtung der optischen Achse verschoben werden kann, gerichtet werden. Die Vertikalität des Gitters wurde durch Drehen des Gitters um seine senkrechte Achse geprüft. Hier mußte das Bild für jeden Drehwinkel des Gitters dieselbe Höhe über dem PASCHEN-Kreis beibehalten.

War die Gitterposition einmal festgelegt, so galt es, zuerst den Spalt mit den beiden Planspiegeln 5 und 6 zu justieren.

Um die Spiegel und den Spalt einzurichten, bedienten wir uns noch zweier zusätzlicher Markierungen. Diese bestanden aus zwei Loten, die wir vor die beiden Planspiegel 5 und 6 stellten und deren

feine Seidenfäden genau in der senkrechten Ebene der optischen Achse hingen.

(Die feinen Schattenbilder der Fäden müssen bei der Autokollimation genau übereinander fallen.) Jetzt mußten die Spiegel und der beleuchtete Spalt so gerichtet werden, daß Spalt, Fäden und die vielen Spiegelbilder der Fäden sich in derselben vertikalen Ebene befanden. Bei dieser Justierung durfte jeweils nur ein Parameter geändert werden. Der in Richtung der optischen Achse verschiebbare Planspiegel mußte so gerichtet werden, daß die Verschiebung des Spiegels keine merkliche transversale Verschiebung der Spiegelbilder der Fäden zur Folge hatte. Dies ist äußerst wichtig, weil wir später zur Scharfeinstellung der Spektren diesen Spiegel verschieben mußten, um den Lichtweg Spalt—Gitter über die beiden Planspiegel 5 und 6 genau einzustellen.

Nun galt es, diesen Planspiegeln ihre richtige Neigung zu geben. Sie wurden so in ihrer horizontalen Achse gedreht, daß die Lichtkegelachsen Spalt — Spiegel 5 und Spiegel 6 — Gitter horizontal sind. Dies setzt voraus, daß der Spiegel 5 genau die Spalthöhe besitzt, während der Spiegel 6 die Gitterhöhe haben muß. Bei richtiger Einstellung muß das Spektrum in der richtigen Höhe abgebildet werden, d. h., das Gitter ist richtig ausgeleuchtet.

Nach dieser Operation wurde die Vertikalität der Gitterstriche eingestellt. Zu diesem Zweck wurde der Gitterspiegel maskiert, so daß nur die eingeritzte Gitterfläche beleuchtet wurde, — normale Anordnung — und durch Beobachten des Spektrums so lange gedreht, bis das Spektrum über dem ganzen Nutzungsbereich des PASCHEN-Kreises horizontal war.

Für das Justieren des Konkav 2 — und des Planspiegels 3 der WADSWORTH-Montage ist die Methode der Spiegel- und Schattenbilder noch empfindlicher. Hier wurde die Maske des Gitters wieder abgenommen. Die Planspiegel 5 und 6 wurden herausgeschwenkt, der Konkav 2 — und der Planspiegel 3 wieder so geneigt, daß die Lichtbündel Spalt 1 — Hohlspiegel 2 und Planspiegel 3 — Gitter 4 horizontal sind. Wir haben so einen hin- und hergehenden Lichtweg, d. h., die Spiegel- und Schattenbilder der beiden Lote werden vervielfacht durch Reflexion auf dem Konkavspiegel, der die eingeritzte Gitterfläche umgibt. Die Spiegel wurden jetzt so nacheinander eingestellt, bis sämtliche Bilder sich überdeckten. Es bedarf wohl keiner besonderen Erwähnung, daß bei feststehendem Spalt der Hohlspiegel so aufgestellt wurde, daß die Entfernung Spalt—Hohlspiegel gleich der Brennweite des letzten ist (3325 mm).

Wie schon angeführt, kann der Konkavspiegel 2 in Richtung der optischen Achse verschoben werden. Die Justierung dieses Spiegels ist gut, wenn auch bei Verschiebung die Schatten und Spiegelbilder der Fäden einander überlagert werden.

Gitter, Spiegel und Spalt sind ausgerichtet, die optischen Beobachtungsmittel, die wir bis jetzt angewandt haben, reichen zur Feinjustierung — Scharfeinstellung des Spektrums — nicht mehr aus. Die photographische Platte muß nun zu Hilfe genommen werden. Der Planspiegel 5 wurde solange in Richtung der optischen Achse verschoben, bis die Spektrallinien scharf waren. Die einmal gefundene Scharfeinstellung bleibt für erste, zweite und dritte Ordnung auf dem Kreis unverändert.

Der nutzbare Teil des PASCHEN-Kreises reicht in der ersten Ordnung über den ganzen zugänglichen Spektralbereich, in der zweiten Ordnung bis zu ca. 9000 Å und in der dritten Ordnung bis zu ca. 5000 Å.

Für die Montierung der WADSWORTH-Montage galt ähnliches wie oben angeführt, doch mußte hier, da Spalt und Gitter schon ausgerichtet waren und nicht mehr verändert werden durften, die WADSWORTH-Parabel justiert werden.

Die vorliegende Arbeit wurde im physikalischen Institut der Universität des Saarlandes ausgeführt. Herrn Prof. Dr. GENARD bin ich zu tiefstem Dank für seine Anregungen und sein stets förderndes

Interesse verpflichtet. Auch danke ich Herrn BENTZ, unter dessen Leitung der mechanische Aufbau der Apparatur verwirklicht wurde.

Zusammenfassung

Es wird der Aufbau eines Gitterspektrographen hoher Dispersion beschrieben, der eine Kombination von PASCHEN- und WADSWORTH-Montage darstellt. Durch zusätzlichen Einbau von drei Planspiegeln von denen zwei schwenkbar sein müssen, kann bequem von einer Montage zur anderen übergewechselt werden, ohne Spalt oder Gitterposition zu ändern.

Dr. JAKOB WEINARD, Physikalisches Institut der Universität des Saarlandes, Saarbrücken.

Messungen der Dielektrizitätskonstanten und des Verlustwinkels von Baumaterialien

Von MUTHUSWAMI BALACHANDRAN

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 18. Mai 1955)

Bezeichnungen

$\epsilon, \epsilon_i, \epsilon_A$	Dielektrizitätskonstante (D. K.)
d	Länge der Probe, Schichtdicke
λ_0	Wellenlänge im Vakuum
$\operatorname{tg} \delta$	Elektrischer Verlustfaktor
μ	Permeabilitätskonstante
K	Absorptions-Index
n	Brechungsindex

Weniger häufig benutzte Symbole sind an den betreffenden Stellen jeweils angegeben.

Einleitung

Vor einigen Jahren wurde in Göttingen ein großer reflexionsfreier Raum gebaut [1]. Die Wände dieses Raumes sind zur Absorption akustischer Wellen mit ca. 1 m langen Keilen aus Glaswolle verkleidet. Um diesen Raum auch für elektromagnetische Wellen reflexionsfrei zu machen, wurde der Glaswolle 6,7 Volumenprozent Graphit zugefügt. In mehreren Versuchen wurde das Reflexionsvermögen der Wände im Gebiet der Mikrowellen untersucht. Man fand einen Reflexionsfaktor $|r|$ kleiner als 0,15 bei Wellenlängen zwischen 3 und 20 cm.

Dieser restliche Reflexionsfaktor kann aus zwei Gründen entstehen: Einmal kann die Stirnfläche der Keilanordnungen Ursache der Reflexion sein, und zweitens kann die Absorption in den graphithaltigen Glasfaserkeilen noch zu gering sein, so daß ein großer Teil der Energie die Keilschicht durchdringt, anstatt völlig absorbiert zu werden, auf die hinter den Keilen befindliche Ziegelsteinwand auftrifft und dort reflektiert wird. Experimentell wurde festgestellt, daß hauptsächlich der zweite Grund für den Reflexionsfaktor der Anordnung verantwortlich ist. Diese Tatsache gab Anlaß zu der Fragestellung, wie sich Baumaterialien im allgemeinen gegenüber auf sie auftreffende elektromagnetische Wellen verhalten und wie sich insbesondere Feuchtigkeitseinflüsse in bezug auf das Reflexionsvermögen bemerkbar machen.

In den vergangenen Jahren sind in diesem Zusammenhang verschiedene Arbeiten veröffentlicht worden, die sich mit der Messung der Materialkon-

stanten von Baumaterialien im Gebiete der cm- und dm-Wellen befassen [2], [3], [4], [5]. Entscheidend für das Reflexionsvermögen sind die Dielektrizitätskonstante ϵ und der Verlustwinkel $\operatorname{tg} \delta$. Ziel und Zweck der vorliegenden Arbeit ist es, die bisher bekannt gewordenen Ergebnisse zu ergänzen und insbesondere eingehende Untersuchungen darüber anzustellen, wie aufgesaugtes Wasser die Dielektrizitätskonstante ϵ und den Verlustwinkel δ und damit das Reflexionsvermögen beeinflusst.

Theoretische Grundlagen

Zu einer näherungsweisen Berechnung der Dielektrizitätskonstanten ϵ und des Verlustwinkels $\operatorname{tg} \delta$ eines feuchten Materials gelangt man, wenn man auf die komplexe Dielektrizitätskonstante

$$\epsilon_i = \epsilon_i' - j \epsilon_i''$$

$$\operatorname{tg} \delta_{\epsilon_i} = \epsilon_i'' / \epsilon_i'$$

des Wassers und die Dielektrizitätskonstante

$$\epsilon_A = \epsilon_A' - j \epsilon_A''$$

$$\operatorname{tg} \delta_{\epsilon_A} = \epsilon_A'' / \epsilon_A'$$

des Baumaterials die bekannten Mischungsformeln anwendet. BRUGGEMANN [6] hat als erster das Problem der Berechnung der Dielektrizitätskonstanten von Mischungen zweier Substanzen gelöst, wenn eine der beiden Substanzen in Form von kugelförmigen Partikeln in die zweite Substanz eingebettet ist. Diese Theorie ist jedoch selten angewendet worden, weil die einfacheren empirischen Formeln von WIENER und LICHTNECKER [7] einigermaßen gut mit den Meßergebnissen an Mischungen aus zwei Substanzen übereinstimmen.

In den letzten Jahren hat RUSHMAN [8] die BRUGGEMANNschen Formeln zur Berechnung der Dielektrizitätskonstanten von Luft-Bariumtitanat-Gemischen angewendet. Es zeigte sich, daß die Formeln sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmen. In einer neueren Arbeit von NIESEL [9] sind diese Formeln weiterentwickelt worden zur Berechnung der Dielektrizitätskonstanten und des Ver-

lustfaktors von verschiedenartigen Mischungen, wie z. B. Kugeln oder Lamellen usw. in einer homogenen Substanz.

Bei Einbettung einer Substanz in ein homogenes Medium sei q_i die Volumenkonzentration des eingelagerten Materials und q_A der Volumenanteil der homogenen Trägersubstanz.

Bei der Berechnung der Dielektrizitätskonstanten und des Verlustfaktors eines Baumaterials mit Wassereinschluß sei q_A die Volumenkonzentration des reinen Baustoffes und q_i die Volumenkonzentration des eingebrachten Wassers. NIESEL hat in seiner Arbeit unter Annahme bestimmter Voraussetzungen Formeln für die Dielektrizitätskonstante und den Verlustfaktor für verschiedene Fälle angegeben. Für geringe Konzentration der Kugeln, Lamellen oder dergleichen gelten einfache Formeln, jedoch interessieren in der vorliegenden Arbeit die allgemeinen Formeln für beliebige Volumenkonzentration der eingebetteten Substanz. Für eine Einlagerung von Kugeln in eine homogene Substanz gilt die Beziehung

$$1 - q_i = \frac{\varepsilon_i - \varepsilon}{\varepsilon_i - \varepsilon_A} \sqrt[3]{\frac{\varepsilon_A}{\varepsilon_i}},$$

wobei ε die Dielektrizitätskonstante der Mischung angibt. ε_i und ε_A sind die Dielektrizitätskonstanten der zwei Substanzen. Wenn $\tan \delta_i$ der Verlustfaktor des einen Mediums ist und $\tan \delta_A$ der der zweiten Substanz, gilt für den resultierenden Verlustwinkel

$$\tan \delta = m_1 \tan \delta_i + m_2 \tan \delta_A,$$

wobei m_1 und m_2 zwei spezifische von NIESEL [9] angegebene Konstanten sind.

In dem speziellen Fall, daß die Substanz in Form von Kugeln in das Trägermaterial eingebettet ist, ergibt sich

$$\begin{aligned} \tan \delta = & \tan \delta_i \frac{3 \varepsilon_i (\varepsilon - \varepsilon_A)}{(\varepsilon_i - \varepsilon_A) \cdot (\varepsilon_i + 2 \varepsilon)} \\ & + \tan \delta_A \frac{(\varepsilon_i - \varepsilon) \cdot (\varepsilon_i + 2 \varepsilon_A)}{(\varepsilon_i - \varepsilon_A) \cdot (\varepsilon_i + 2 \varepsilon)}. \end{aligned}$$

Sind zylinderförmige Partikel in das homogene Medium eingebettet, gelten die Beziehungen

$$1 - q_i = \frac{\varepsilon_i - \varepsilon}{\varepsilon_i - \varepsilon_A} \cdot \left(\frac{\varepsilon_i + 5 \varepsilon_A}{\varepsilon_i + 5 \varepsilon} \right)^{2/5}$$

für die Dielektrizitätskonstante ε und

$$\begin{aligned} \tan \delta = & \left(\frac{\varepsilon_i^2 + 4 \varepsilon_i \varepsilon - 5 \varepsilon^2}{\varepsilon_i^2 + 4 \varepsilon_i \varepsilon_A - 5 \varepsilon_A^2} \right) \cdot \left(\frac{\varepsilon_i \varepsilon_A + \varepsilon^2}{\varepsilon \varepsilon_i + \varepsilon^2} \right) \\ & (\tan \delta_A - \tan \delta_i) + \tan \delta_i \end{aligned}$$

für den Verlustfaktor der Mischung.

Meßapparat

Das Blockschaltbild gibt einen Überblick über die Apparat. Als Sender dient ein Magnetron für 10 cm Wellenlänge (Rd 2 Md-Telefunken), das aus einem elektronisch stabilisierten Netzgerät gespeist wird. Die HF-Leistung beträgt etwa 0,5 W. Die Anodenspannung wird durch einen Multivibrator impulsgetastet. Die HF-Energie wird durch eine Koaxialleitung ausgekoppelt. Mittels eines Wellenmessers wird die Wellenlänge auf ca. 1 % genau gemessen. Hinter dem Wellenmesser befindet sich ein Abschwächer mit einer Dämpfung von etwa 20 dB. Dieser Abschwächer dient zur Entkopplung des Meß-

objektes vom Generatorteil, mit der dann folgenden Meßleitung werden Welligkeit und Phase der stehenden Welle gemessen. Als Anzeigegerät dient ein mehrstufiger Verstärker mit einem geeichten Wechselstrominstrument. Die Empfangsdiode besitzt eine annähernd quadratische Kennlinie. Die Phasenverschiebung kann mit dem Nonius auf 0,02 mm genau abgelesen werden.

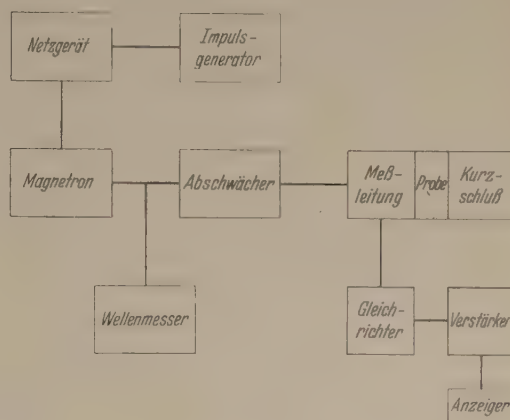


Abb. 1. Blockschaltbild der Meßapparatur.

Experimenteller Teil

Zur Messung der Dielektrizitätskonstanten und der Verlustwinkel der zu untersuchenden Proben wird eine von ROBERTS und v. HIPPEL [10] bzw. von DAKIN und WORKS [11] vorgeschlagene Methode verwendet.

Will man zusätzlich die magnetischen Materialkonstanten bestimmen, so geht man zweckmäßigerweise von einer von BIRKS [12] vorgeschlagenen Methode aus.

Herstellung der Proben und Ausführung der Messungen

Sämtliche bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 10$ cm gemessenen Proben haben entsprechend der Form des Koaxialleiters die Gestalt von Zylindern mit einer Bohrung längs der Mittelachse (Außendurchmesser der Proben = Innendurchmesser der Koaxialleitung = 16 mm, Lochdurchmesser = Außendurchmesser des Innenleiters = 5 mm).

Die Holzproben ließen sich ohne Schwierigkeiten auf einer normalen Drehbank herstellen. Ziegelstein läßt sich nur sehr schwer auf der Drehbank bearbeiten. Deshalb wurden die Ziegelsteinproben zunächst grob vorgeschliffen und dann mittels eines Widia-Drehstahles abgedreht. (Lediglich die Messungen an Buchen- und Eichenholz bei $\lambda_0 = 3,2$ cm bzw. 8,75 cm wurden im Hohlleiter ausgeführt. Die Proben erhielten dabei eine den Hohlleitermaßen entsprechende quaderförmige Gestalt.)

Diese Materialien wurden zunächst im trockenen Zustand gemessen. Sodann wurden diese Proben 24 Stunden ins Wasser gelegt, damit sie soviel Wasser wie möglich aufsaugten. Zwei aufeinanderfolgende Messungen erfolgten im Abstand von ca. einer halben Stunde. Während dieser Zeit verdunstete jeweils ein mehr oder minder großer Teil des noch in der Probe befindlichen Wassers an der Luft. Die Bestimmung des Wassergehaltes der Proben erfolgte

durch Wägung im trockenen und nassen Zustande jeweils vor und nach einer Messung.

Die Dielektrizitätskonstante und der Verlustwinkel bei den Zement- und Gipsproben wurden lediglich als Funktion der Zeit gemessen, da die

a) Ziegelstein

Die große Porosität des Ziegelsteins ermöglicht dem Wasser, sich in die einzelnen Poren einzulagern und bei Trocknung daraus langsam zu verdunsten. In Abb. 2 sind die Dielektrizitätskonstante und der

Verlustwinkel in Abhängigkeit von der Volumenkonzentration (in Volumenprozent) des eingelagerten Wassers aufgetragen. Man sieht, wie auch an Hand der Theorie zu erwarten ist, daß Dielektrizitätskonstante und Verlustfaktor mit zunehmender Wassermenge ansteigt. Die Meßwerte liegen zwischen den für kugel- bzw. zylinderförmige Teilchen gerechneten Kurven. D. K. und $\text{tg } \delta$ streben mit wachsender Feuchtigkeit dem Wert des reinen Wassers zu. Wasser selbst hat in diesem Frequenz-

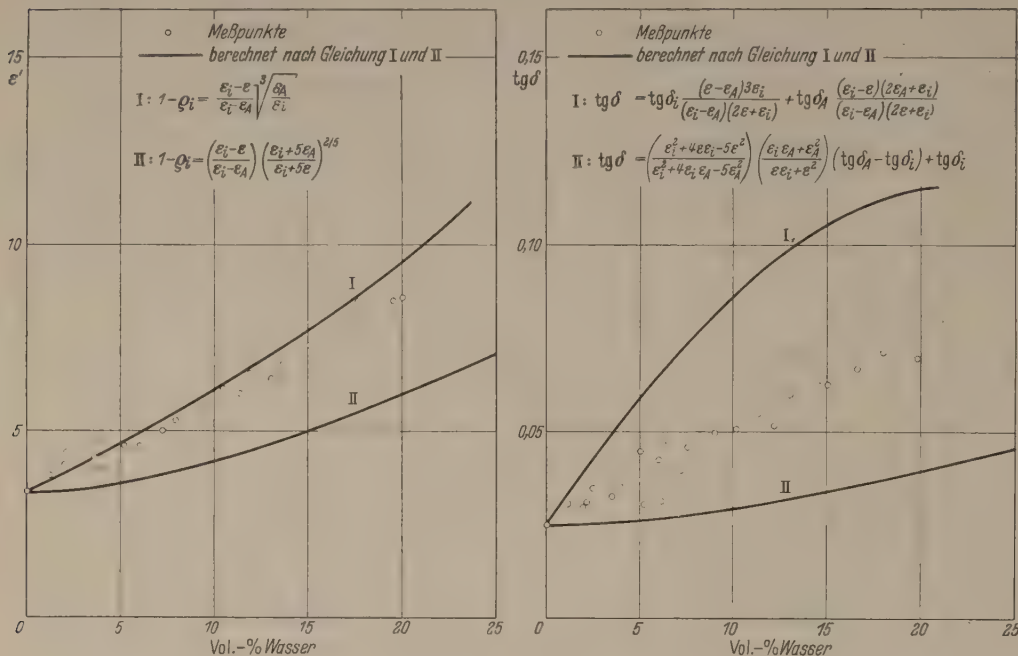


Abb. 2. ϵ' und $\text{tg } \delta$ in Abhängigkeit vom Wassergehalt bei Ziegelstein $\lambda = 10,02$ cm.

Bestimmung des Wassergehaltes bei diesen Materialien auf Schwierigkeiten stößt: Durch das wiederholte Ein- und Ausführen der Proben in die Leitung läßt es sich nicht vermeiden, daß kleine Teile abbröckeln, wodurch eine genaue Gewichtsbestimmung unmöglich gemacht wird. Der zunehmenden Zeit

bereich eine Dielektrizitätskonstante von $\epsilon'_i = 79$ und einen Verlustwinkel $\text{tg } \delta_i = 0,175$. Praktisch ist es jedoch nicht möglich, Konzentrationen wesentlich über 25 Vol. % zu erreichen.

Die Werte von ϵ'_A und $\text{tg } \delta_A$ für Ziegelstein im luftgetrockneten Zustand sind aus Abb. 2 zu entnehmen:

$$\epsilon'_A = 3,4$$

$$\text{tg } \delta_A = 0,025.$$

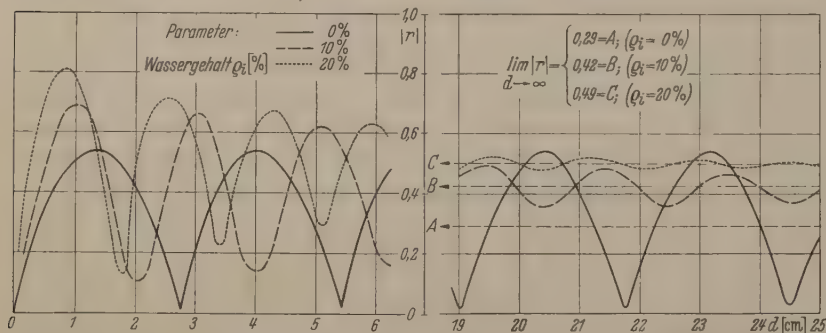


Abb. 3. Abhängigkeit des Betrages des Reflexionsfaktors von der Dicke einer Ziegelsteinwand bei verschiedenen Wassergehalten (theor.). $\lambda = 10$ cm; senkrechte Incidenz.

entspricht eine Abnahme des Wassergehaltes. Eine eindeutige Zuordnung kann jedoch nicht angegeben werden. Sämtliche Messungen wurden bei Zimmertemperatur (20°C) durchgeführt.

Meßergebnisse und ihre Diskussion

Gemessen wurden:

- Ziegelstein,
- Gips,
- Zement,
- Verschiedene Holzsorten.

Die Länge der Proben wurde je nach ihrer Dielektrizitätskonstante so gewählt, daß die größte Meßgenauigkeit erreicht wurde.

Die magnetischen Konstanten der Proben wurden zur Kontrolle ebenfalls bestimmt. Es ergaben sich Meßwerte für μ zwischen 0,98 und 1,02 und für den magnetischen Verlustfaktor $\text{tg } \delta_\mu \leq 0,005$. Aus diesen Meßwerten ist zu ersehen, daß wie erwartet keinerlei besondere magnetische Eigenschaften auftreten.

Der Einfluß des Feuchtigkeitsgehaltes einer Ziegelsteinwand der Dicke d auf den Betrag des Reflexionsfaktors bei einer Wellenlänge von 10 cm geht aus Abb. 3 hervor. Für $|r|^2$ erhält man bekanntlich [13]

$$|r|^2 = \frac{|r_0|^2 \cdot \left\{ \left(e^{\frac{2\pi K}{\lambda_0} d} - e^{-\frac{2\pi K}{\lambda_0} d} \right)^2 + 4 \sin^2 \frac{2\pi n}{\lambda_0} d \right\}}{\left(e^{\frac{2\pi K}{\lambda_0} d} - |r_0|^2 e^{-\frac{2\pi K}{\lambda_0} d} \right)^2 + 4 |r_0|^2 \sin^2 \left(\frac{2\pi n}{\lambda_0} d + \varphi \right)}$$

dabei ist

$$|r_0|^2 = \frac{(n-1)^2 + K^2}{(n+1)^2 + K^2}; \quad \text{tg } \varphi = \frac{2K}{K^2 + n^2 - 1}$$

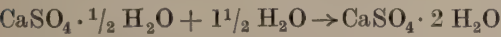
$$\epsilon' = n^2 - K^2 \approx n^2; \quad \text{tg } \delta = \frac{2nK}{n^2 - K^2} \approx \frac{2K}{n}.$$

Während bei einer trockenen Ziegelsteinwand die Verluste noch so gering sind, daß infolge der gleich- oder gegenphasigen Überlagerung der an der Vorder- und Rückseite der Wand partiell reflektierten Wellen der Reflexionsfaktor in hohem Grade noch von der Dicke der Schicht abhängt, sind bei einem Feuchtigkeitsgehalt von 10% die Amplituden der an der Rückseite der Wand reflektierten Wellen infolge der Dämpfung schon so geschwächt, daß bei zunehmender Wandstärke der Reflexionsfaktor in immer geringerem Maße von der Dicke der Wand abhängt. Bei einem Feuchtigkeitsgehalt von 20% ist dieser Effekt noch deutlicher ausgeprägt (punktierte Kurve in Abb. 3). Die Grenzwerte für $|r|$ sind in Abb. 3 mit eingezeichnet worden. Zusammenfassend ist zu Abb. 3 zu sagen, daß der Betrag des Reflexionsfaktors $|r|$ bei einer trockenen Wand auch noch bei größeren Wandstärken sehr kritisch von der Wandstärke abhängt und unter Umständen sogar größer sein kann als bei einer nassen Wand mit einem relativ hohen Feuchtigkeitsgehalt von 20% (siehe $d = 20,5$ und $23,0$ cm).

b) Gips

Abb. 4 zeigt unter anderem die Ergebnisse der Messungen an Gips. Aufgetragen sind die Dielektrizitätskonstante ϵ' und der Verlustfaktor $\text{tg } \delta$ von frisch angerührten Gipsproben als Funktion der Zeit (Kurve b).

Die Dielektrizitätskonstante ϵ' fällt mit wachsender Zeit der Trocknung ab. In den ersten Stunden findet dabei folgender chemischer Prozeß statt: Pulverförmiger Gips ($\text{CaSO}_4 \cdot \frac{1}{2} \text{H}_2\text{O}$) nimmt einen Teil des eingelagerten Wassers auf und bindet ab [14]



Das übrigbleibende Wasser verdunstet langsam aus der Probe. Bei der Messung wurde so vorgegangen, daß die frisch bereitete Probe in die koaxiale Leitung gebracht wurde, und dann in den ersten zwei Stunden alle 10 bis 15 Minuten Messungen ausgeführt wurden, um das Abbinden zu verfolgen.

Unmittelbar nach dem Einbringen der Probe in die Leitung, wenn der Wassergehalt am größten ist, hat die Dielektrizitätskonstante ihren größten Wert, da die Dielektrizitätskonstante des Wassers wesentlich über der Dielektrizitätskonstanten von trockenem Gips

$$\epsilon'_A = 2,65$$

$$\text{tg } \delta_A = 0,005$$

liegt.

Bei dem Verlustfaktor der Gipsproben tritt eine bemerkenswerte Erscheinung auf. Innerhalb der ersten Stunden, das ist die Zeit, in der die chemische Reaktion abläuft, durchläuft der elektrische Verlustfaktor ein deutlich ausgeprägtes Maximum, um danach mit wachsender Zeit monoton abzufallen. Man könnte daraus schließen, daß die chemische Reaktion im wesentlichen nach dieser Zeit abgeschlossen ist.

Einen ganz anderen Verlauf der Kurven erhält man, wenn die chemische Umlagerung des Wassers umgangen wird. Zu diesem Zweck wurde eine frisch angerührte Gipsprobe zunächst einige Tage an der Luft getrocknet und dann in Wasser gelegt, bis sie etwa 40% Wasser aufgenommen hatte. Man erhält dann einen monotonen Abfall der Dielektrizitätskonstante und des Verlustwinkels der Probe, wenn man wiederum diese beiden Größen in Abhängigkeit von der Trocknungszeit aufnimmt (Abb. 4, Kurve c).

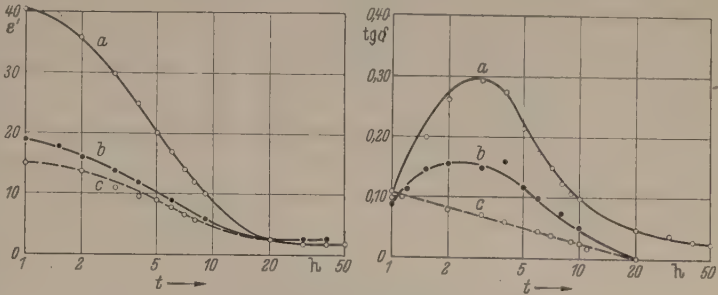


Abb. 4a) ϵ' und $\text{tg } \delta$ von abbindendem Zement als Funktion der Zeit;
b) ϵ' und $\text{tg } \delta$ von abbindendem Gips als Funktion der Zeit;
c) ϵ' und $\text{tg } \delta$ von abgebindenem, wieder angefeuchteten Gips als Funktion der Zeit;
 $\lambda = 10,02$ cm.

c) Zement

Abb. 4 enthält ferner die Ergebnisse der Messungen an Zement. Aufgetragen ist wiederum die Dielektrizitätskonstante und der Verlustfaktor von frisch angerührten Zementproben als Funktion der Zeit. Während die Dielektrizitätskonstante monoton mit zunehmender Zeit abnimmt, zeigt der Verlauf des Verlustfaktors eine Besonderheit: Nach ca. 3 Stunden erreicht der $\text{tg } \delta$ einen maximalen Wert von ca. 0,3, ein Wert, der größer ist als der des reinen Wassers und

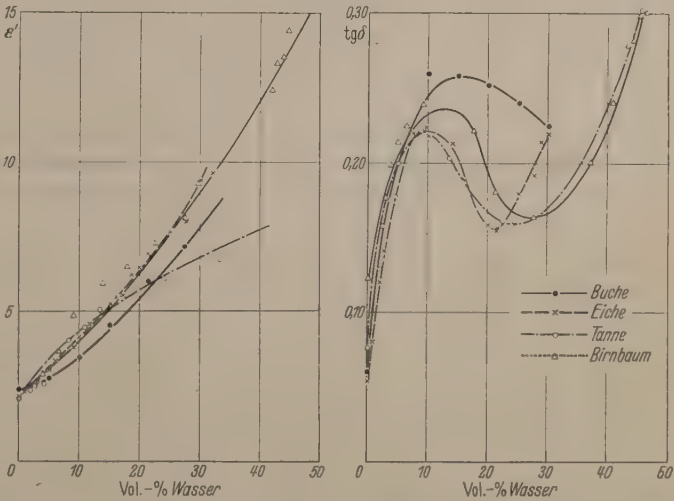


Abb. 5. ϵ' und $\text{tg } \delta$ in Abhängigkeit vom Wassergehalt für verschiedene Holzarten;
 $\tau = 10,02$ cm.

der vermutlich bedingt ist durch die während der Abbindezeit des Zements auftretenden komplizierten chemischen Reaktionen. Begonnen wurde mit den Messungen sofort nach Herstellung der Wasser-Zement-Mischung. Nach ca. 30 Stunden erreichen sowohl die Dielektrizitätskonstante als auch der Verlustfaktor die Werte des trockenen Zements:

$$\epsilon'_A = 2,1$$

$$\text{tg } \delta_A = 0,035$$

d) Holz

In den Abb. 5 und 6 sind die Dielektrizitätskonstante und der Verlustwinkel $\operatorname{tg} \delta$ verschiedener Holzsorten als Funktion des Wassergehaltes aufgetragen. Sämtliche Proben stellen sogenannte Hirnschnitte dar, d. h. die Holzfaser verläuft parallel zur

läuft ein Minimum und wächst dann wieder an. Am meisten ausgeprägt ist diese Erscheinung bei Eichen- und Birnbaumholz. Bei allen anderen Holzsorten ist das Maximum noch deutlich zu erkennen, während das Minimum nur noch andeutungsweise zu sehen ist.

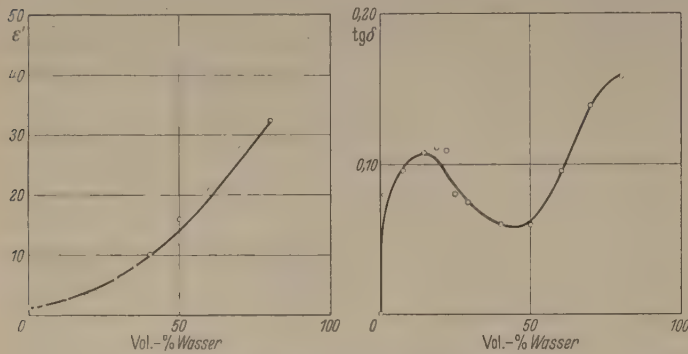


Abb. 6. ϵ' und $\operatorname{tg} \delta$ in Abhängigkeit vom Wassergehalt bei Holunder $\lambda = 10,02$ cm.

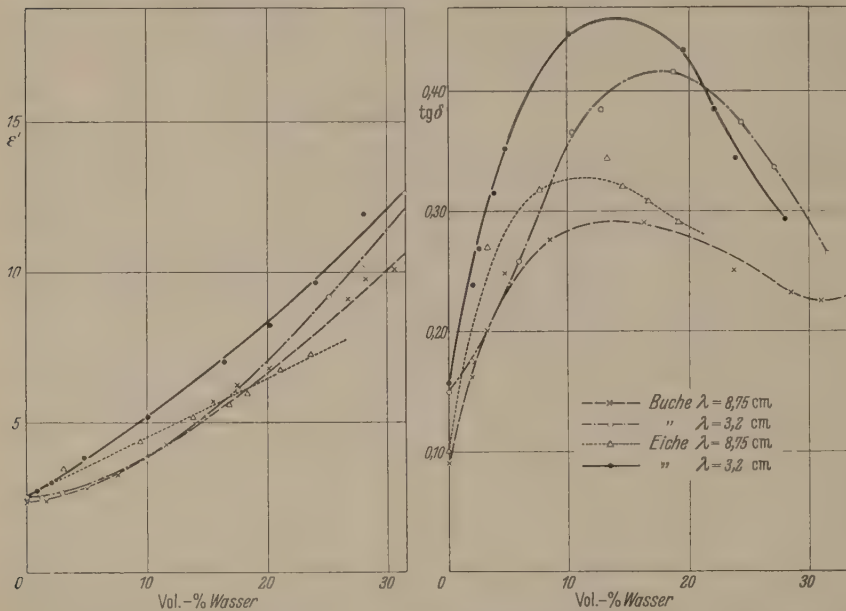


Abb. 7. ϵ' und $\operatorname{tg} \delta$ in Abhängigkeit vom Wassergehalt bei Buche und Eiche für $\lambda_0 = 8,75$ bzw. $3,2$ cm.

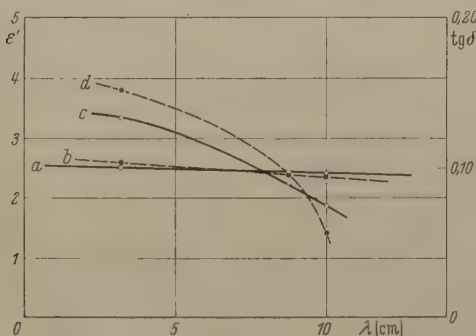


Abb. 8. ϵ' und $\operatorname{tg} \delta$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge für Buche und Eiche im Darrzustand ($t = 20^\circ \text{C}$).

— Buche $a = \epsilon'$, $c = \operatorname{tg} \delta$; ---- Eiche $b = \epsilon'$, $d = \operatorname{tg} \delta$.

Achse des Koaxialleiters. Die Diagramme zeigen im Prinzip das gleiche Verhalten. Die Dielektrizitätskonstante steigt mit zunehmendem Wassergehalt monoton an. Der Verlustwinkel wird mit zunehmendem Wassergehalt zunächst größer, durchläuft ein Maximum, wird sodann wieder kleiner, durch-

Das Ansteigen des Verlustfaktors $\operatorname{tg} \delta$ bei Erhöhung des Wassergehaltes der Holzproben kann nicht nur auf Dipolverluste des aufgenommenen Wassers zurückgeführt werden, denn schon bei relativ kleinen Konzentrationen steigt der Verlustfaktor der Mischung Wasser-Holz stark an und liegt höher als der Verlustfaktor des reinen Wassers. Durch das Vorhandensein des Wassers müssen demnach andere physikalische Vorgänge ausgelöst werden, die Verluste hervorrufen können. Bis zu einem gewissen Grad läßt sich das Ansteigen des Verlustwinkels nasser Holzproben mit Hilfe der BÖNINGschen Theorie erklären [15]¹.

Die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten und des Verlustfaktors bei Buchen- und Eichenholz von dem Wassergehalt wurde auch bei Wellenlängen $\lambda_0 = 3,2$ cm und $\lambda_0 = 8,75$ cm gemessen. (Diese Messungen erfolgten, wie bereits erwähnt, in Hohlleiter-Meßanordnungen. Das Meßprinzip ist im wesentlichen das gleiche wie bei der Koaxial-Leitung.) Die Meßergebnisse sind in Abb. 7 aufgetragen. Der qualitative Verlauf der Kurven ist dabei derselbe wie bei $\lambda_0 = 10$ cm (vgl. Abb. 5 und 6): Die Dielektrizitätskonstante steigt mit zunehmendem Wassergehalt monoton an. Bei gleichem Wassergehalt ist sowohl bei Buchen- als auch bei Eichenholz die Dielektrizitätskonstante und der Verlustfaktor $\operatorname{tg} \delta$ am größ-

ten bei $\lambda_0 = 3,2$ cm und am kleinsten bei $\lambda_0 = 10,02$ cm (Abb. 8).

Zusammenfassung

Der Einfluß des Wassergehaltes auf die Dielektrizitätskonstante und den Verlustwinkel von einigen Baumaterialien (Ziegelstein, Gips, Zement und verschiedenen Holzsorten) wurde bei einer Wellenlänge $\lambda_0 = 10$ cm entsprechend einer Frequenz von $\nu = 3 \cdot 10^9$ Hz untersucht. Bei Buchen- und Eichenholz wurden zusätzlich einige Messungen bei $\lambda_0 = 3,2$ cm und bei $\lambda_0 = 8,75$ cm (entsprechend einer

¹ BÖNING begründet seine Theorie auf ionenkinetischen Überlegungen und gibt auf Seite 17 seines Buches „Elektrische Isolierstoffe“ folgenden Hinweis: „Da die Grenzionen an ihre Unterlage elastisch gebunden vorgestellt werden können, und die Unterlage aber auch selbst elastisch ist, so sind damit die Voraussetzungen für mechanische Schwingungen gegeben, die elektrisch angeregt werden können. Bei der Kleinheit der Resonatoren hat man das Frequenzband, innerhalb dessen merkliche Amplituden, also auch Verluste zu erwarten sind, bei einer weit höheren als der normalen Wechselstromfrequenz zu suchen (wie bei der Dipoltheorie).“

Frequenz von $\nu = 9,38 \cdot 10^9$ bzw. $\nu = 3,43 \cdot 10^9$ Hz) durchgeführt.

Bei Ziegelstein läßt sich der Verlauf des Verlustfaktors und der Dielektrizitätskonstante in Abhängigkeit von der Wasserkonzentration mit Hilfe der von NIESEL angegebenen Mischformel berechnen. Die Übereinstimmung mit den Meßergebnissen ist befriedigend. Bei den übrigen Baumaterialien versagt diese Formel, da sowohl bei Holz als auch bei Gips und Zement durch das mit diesen Materialien in Verbindung gebrachte Wasser chemische Reaktionen ausgelöst werden, deren Auswirkung diese einfache Mischformel nicht voraussagen kann. Die Messungen zeigen, daß bei diesen letzteren Materialien die Werte für $\tan \delta$ erheblich über den Werten für reines Wasser liegen können, wenn beim Holz ein bestimmtes Mischverhältnis vorliegt bzw. wenn bei Gips oder Zement eine gewisse Zeit seit Herstellung der Mischung verstrichen ist.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER und Herrn Dr. H. SEVERIN danke ich für ihr stetes Interesse an der

Arbeit und für zahlreiche Ratschläge und Diskussionen.

Literatur. [1] MEYER, E., G. KURTZE, H. SEVERIN, u. K. TAMM: *Acustica* 3, 409 (1953). — [2] SURBER, W. H. u. G. E. GROUCH: *Journ. of Appl. Phys.* 19, 1130 (1948). — [3] KRÖNER, K., u. L. PUNGS: Über das Verhalten des dielektrischen Verlustfaktors von Naturholz im großen Frequenzbereich. Dissertation Braunschweig 1943. — [4] TRAPP, R.: Das dielektrische Verhalten von Holz und Cellulose im weiten Frequenz- und Temperaturbereich. Dissertation Braunschweig 1954. — [5] KOLLMANN, F.: *Technologie des Holzes und der Holzwerkstoffe*. Bd. I (1951). — [6] BRUGGEMANN, D. A. G.: *Ann. Phys.* 24, 636 und 645 (1935, 1936). — [7] LICHTENECKER, K.: *Phys. Z.* 27, 115 (1926). — [8] RUSHMAN, D. F., M. A. STRIVENS: *Proc. Phys. Soc.* 59, 1011 (1947). — [9] NIESEL, W.: *Ann. Phys.* 10, 335 (1952); *Ann. Phys.* 12, 410 (1953). — [10] ROBERTS, S. u. A. v. HIPPEL: *Journ. Appl. Phys.* 17, 610 (1946). — [11] DAKIN, T. W., u. C. N. WORKS: *Journ. Appl. Phys.* 18, 789 (1947). — [12] BIRKS, J. O.: *Proc. Phys. Soc.* 60, 282 (1948). — [13] MAYER, H.: *Physik dünner Schichten*, Teil 1, S. 156. Wiss. Verlag-Ges. m. b. H., Stuttgart 1950. — [14] HOLLEMAN-WIBERG: *Anorganische Chemie*, Berlin 1947, S. 376. — [15] BÖNING, P.: *Elektrische Isolierstoffe*, Braunschweig 1938.

MUTHUSWAMI BALACHANDRAN,

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen.

Berichte

Amerikanische Entwicklungen in der Reaktor-Technik nach dem Stand der Veröffentlichungen von 1954

Von P. R. ARENDT

Mit 22 Textabbildungen

(Eingegangen am 29. Juli 1955)

Nachdem die politischen Hemmnisse einer erweiterten Forschung schwinden, nachdem im vergangenen Jahr auf der ersten internationalen Tagung für Kern-technik¹ die bis dahin geübte Geheimhaltung für einen bedeutsamen Teil der Reaktor-Entwicklung aufgegeben wurde, und auf der Konferenz in Genf im August dieses Jahres weiterer Gedankenaustausch vor internationalem Forum angekündigt ist, erscheint es zweckmäßig in Berichtsform² zusammenzufassen, was bisher bekannt gemacht ist; und dies um so mehr, als viele der freigegebenen Veröffentlichungen an Stellen publiziert wurden, die in Europa schwer zugänglich sind.

Die physikalischen Grundlagen der Kernspaltung werden für diesen Bericht vorausgesetzt, sie sind in modernen Lehrbüchern zu finden [1]. Für die Behandlung der technischen Aufgaben auf dem Reaktor-Gebiet genügt die einfache Grundvorstellung, daß die Kernspaltung einer Energie-Anregung des Kernes bedarf, um die in der Nukleonen-Flüssigkeit des Kern-Innern befindlichen Nukleonen in solchem Maße anzuregen, daß mit genügend großer Wahrscheinlichkeit die Oberflächenkräfte so weit überwunden werden (oder in der Modell-Sprache: daß das Kern-Tröpfchen so weit deformiert wird) bis die Coulomb-Energie der Ladungen die Trümmer auseinanderreißen kann.

Eine Kettenreaktion ist nur möglich, wenn je Kernspaltung mehr Neutronen frei werden als der gesamte Prozeß verbraucht. Die Tabelle 1 dient zur ersten Information über die Neutronen-Bilanz [2]. Bei hundert Spaltungen werden im nat. Uran im Mittel 256 Neutronen erzeugt. Wird reines U^{235} verwendet, so werden wegen der sofortigen Bildung von U^{236} nur 210 neue Neutronen im Mittel verfügbar. Für Plutonium ist dieser Faktor 300¹.

Tabelle 1. Neutronen-Bilanz.

Bei der Spaltung von nat. Uran werden im Mittel frei je Spaltung	2,56 Neutronen
<i>von diesen werden verbraucht:</i>	
Absorption in U^{238}	0,9 Neutronen
Absorption in U^{235}	0,2 „
Absorption im Moderator	0,3 „
Absorption in der Reaktor-Konstruktion und im Kühlsystem	0,05 „
Verlust in den Kontroll-Stäben	0,02 „
Verlust nach Außen (in der Abschirmung)	0,09 „
Teilsomme	1,56 Neutronen
für Anregung der nächsten Spaltung	1 Neutron
total	2,56 Neutronen

Wenn die Bindungs-Energie eines eingefangenen Neutrons groß genug ist, um den Kern zur Spaltung

¹ First International Congress of Nuclear Engineering; Ann Arbor; Juni 1954.

² Die Berichte der „International Conference on the peaceful uses of Atomic Energy“ sind hier noch nicht berücksichtigt.

¹ Anm. bei der Korrektur: Aus der in Genf vorgetragenen Arbeit von G. R. KEEPIN and T. F. WIMETT (Paper 831) ergibt sich 301 für Pu^{239} und aus R. B. LEACHMAN (PAPER 592) für U^{235} 246 \pm 3.

zu bringen, dann genügen langsame, nur der Wärmebewegung folgende Neutronen. Dies ist der Fall bei U^{235} . Ist aber diese Bindungs-Energie kleiner als die notwendige Anregung, dann muß das anregende Neutron noch zusätzliche Bewegungs-Energie mitbringen, um die Spaltung zu ermöglichen, wie bei der Spaltung des U^{238} durch schnelle Neutronen. (Dieser Prozeß ist verhältnismäßig selten, weil die meisten schnellen Neutronen unter Bildung von U^{239} eingefangen wer-

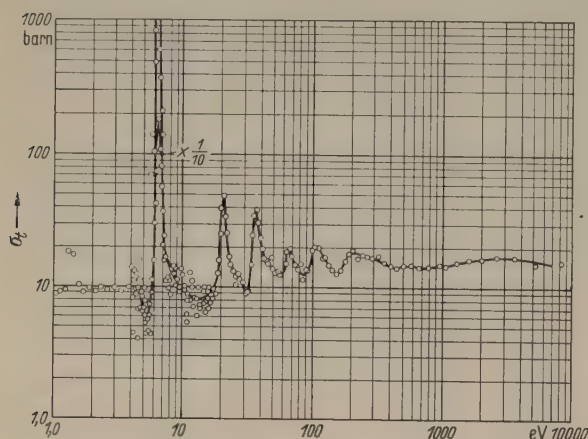


Abb. 1. Gesamt-Wirkungsquerschnitt von nat. Uran (siehe [3]).

den). In Tabelle 2 sind die entsprechenden Zahlenwerte beider Uran-Isotope angegeben. In gleicher Weise wie U^{235} reagieren mit thermischen Neutronen U^{238} , Pu^{239} , Am^{241} und Am^{242} .

Zum weiteren Verständnis dient ein Hinweis auf die Wirkungsquerschnitte, die einem Neutron bei den Vorgängen der Absorption, Streuung oder Spaltung zugeschrieben werden. Diese Wirkungsquerschnitte entsprechen der Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron

von dem betreffenden Atom absorbiert bzw. von ihm gestreut wird oder die Anregung zur Spaltung gibt. Es gilt also das additive Gesetz

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{Absorption}} + \sigma_{\text{Streuung}} + \sigma_{\text{Spaltung}}$$

Als praktische Einheit dient das barn = 10^{-24} cm^2 . Der Ausdruck „barn“, d. i. „Tenne“ oder „Scheune“ wurde gewählt, weil z. B. der Absorptions-Querschnitt von U^{235} sehr groß, etwa $650 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ ist, während man bei Bezug auf den Kernquerschnitt rein geometrisch nur rd. $2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ erwarten könnte.

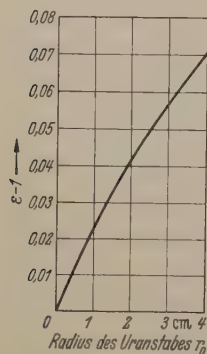


Abb. 2. ϵ als Funktion des Radius des Uran-Stäbes im Graphit-Reaktor mit nat. Uran (nach R. L. MURRAY).

Bei gewissen Neutronen-Energien werden überhöhte Absorptionen beobachtet, die sogenannte Resonanz-Absorption, die Querschnitte von mehr als 1000 barn erreicht. Der geometrische Kern von 2 barn ist also fast so klein wie ein Korn auf einer Tenne, wenn mit der Tenne der größte Wirkungsquerschnitt gemeint ist. Abb. 1 zeigt den Gesamt-Wirkungsquerschnitt¹ des natürlichen Urans mit mehreren Stellen der Resonanz-Absorption, die z. T. U^{238} , z. T. U^{235} zuzuschrei-

¹ Anm. bei der Korrektur: In Genf wurden genauere Details über Wirkungsquerschnitte veröffentlicht. Neutron Cross Sections BNL—325.

Tabelle 2.

freiwerdende Bindungsenergie bei Einfang eines Neutrons		für Spaltung notwendige Anregungs- energie des Zwischenkerns
durch		
U^{235}	6,81 MeV	6,8 MeV
U^{238}	5,31 „	7,1 „

ben sind [3]. Die überhöhte Absorption, für die im Bild ein besonderer Maßstab gewählt werden mußte, gehört zum U^{238} . Weitere Zahlenwerte für thermische Neutronen zeigt die Tabelle 3. Bemerkenswert ist die hohe Absorption und hohe Spaltungswahrscheinlichkeit für U^{235} und Pu^{239} im Gegensatz zu U^{238} , das mit thermischen Neutronen nicht gespalten werden kann. Auf die Bedeutung der Wirkungsquerschnitte für die Auswahl der Reaktor-Baustoffe wird noch einzugehen sein.

Die Tabelle 1, die bereits alle wichtigen Elemente des Kernreaktors auführt (Moderator, Kühlsystem, Kontrollstäbe, Abschirmung), zeigt, daß nicht alle Spaltungs-Neutronen an der Kettenreaktion teilnehmen, sondern ein großer Teil absorbiert wird. Das Gesamtbild der Neutronen-Bilanz eines Reaktors wird von der sogen. Vier-Faktor-Formel erfaßt, welche in jeder Neutronen-Generation verschiedene Gruppen unterscheidet. Zur Vereinfachung wird die später zu korrigierende Annahme eines unendlichen, also verlustfreien Reaktors gemacht. Die Formel bestimmt den auf die Neutronen-Einheit bezogenen Multiplikationsfaktor der Kettenreaktion.

Von den schnellen Neutronen werden in einem Reaktor mit z. B. natürlichem Uran einige bei den Resonanzstellen des U^{238} absorbiert; den Anteil der übrigbleibenden nennen wir p . Andere schnelle Neutronen werden Uran-Atome zur Spaltung bringen und neue Neutronen bilden; den Anteil der neu gebildeten bezeichnet man mit ϵ . Wenn wir von äußeren Verlusten absehen, werden im thermischen Reaktor mit langsamen Neutronen alle übrigen Neutronen auf thermische Geschwindigkeiten abgebremst, ein Teil der gebremsten geht im Reaktor verloren, die übrigbleibenden bezeichnen wir mit f . Dieser Anteil f wird im Uran absorbiert. Aber nicht alle der absorbierten Neutronen erzeugen neue, weil U^{238} nicht mit thermischen Neutronen spaltet. Den Anteil der neu erzeugten Neutronen je absorbiertem Neutron nennen wir η und damit kommen wir zur nachstehenden Formel für den Multiplikationsfaktor:

$$k_{\infty} = \epsilon \eta p f \geq 1.$$

Für den Fortbestand der Kettenreaktion muß die Multiplikationskonstante größer oder gleich 1 sein, damit mindestens ebensoviel Neutronen erzeugt wie verbraucht werden [5]. Die Formel wird einfacher, wenn nur thermisch spaltbarer Brennstoff, z. B. reines U^{235}

Tabelle 3. Wirkungsquerschnitte thermischer Neutronen.

barn = 10^{-24} cm^2	Absorption	Streuung	Spaltung
nat. U	7,42 [7,07]	8,2	3,92
U^{235}	698	8,2	590
U^{238}	2,80 [2,76]	8,2	0
Pu^{239}	1032	8 ?	729 {750}
U^{233}	593		524

Die Ziffern in [] Klammern entsprechen neueren Messungen von V. G. SMALL [4]; in () Klammern von D. POPOVIĆ [4]; in { } Klammer nach M. L. POOL und D. N. KUNDU [4].

vorhanden ist, weil dann die Rücksicht auf U^{238} entfällt, und ε wie $p = 1$, $\eta = 2,1$ wird.

Die Berechnung der Faktoren bezieht man auf eine geometrisch vereinfachte zylindrische Zelle im unendlich ausgedehnten Reaktor, deren Mittelpunkt (beim heterogenen Reaktor) einer der Uran-Stäbe bildet.

Der Faktor ε — also der Anteil neuer Neutronen aus schneller Spaltung — muß von der Dicke der verwendeten Uranstäbe oder der Konzentration der Uran-Lösung abhängen, denn je mehr Uran von den noch nicht thermalisierten Neutronen getroffen wird, desto mehr neue Neutronen entstehen mit schnellen Neutronen. Abb. 2 zeigt die für natürl. Uran errechnete Variation mit dem Radius der Uran-Stäbe. Ein gebräuchlicher Wert ist 3 cm als Durchmesser des Uran-Stabes, also $\varepsilon = 1,03$. (Diese und die drei folgenden Abb. mit freundl. Genehmigung von R. L. MURRAY [6]).

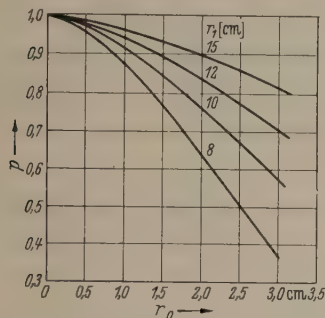


Abb. 3. p als Funktion von r_0 und r_1 im Graphit-Reaktor mit nat. Uran (nach R. L. MURRAY).

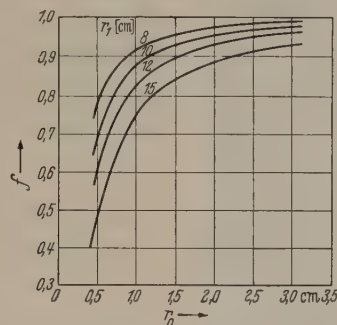


Abb. 4. f als Funktion von r_0 und r_1 im Graphit-Reaktor mit nat. Uran (nach R. L. MURRAY).

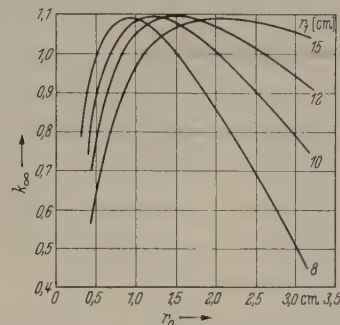


Abb. 5. k_{eff} als Funktion von r_0 und r_1 im Graphit-Reaktor mit nat. Uran (nach R. L. MURRAY).

Der Faktor η ist ebenfalls leicht übersehbar. Er ist auch konstant für Reaktoren gleicher Art; für nat. Uran gleich 1,32¹.

Die Faktoren p und f sind im Vergleich hierzu nicht so einfach zu bestimmen. Sie hängen wesentlich von der räumlichen Anordnung und dem Neutronenfluß ab. Beide Faktoren p und f wirken einander entgegen. Die dem Resonanzeinfang entgehenden schnellen Neutronen, also der Anteil p , werden immer weniger, je enger die Uran-Stäbe im Reaktor beieinander stehen oder je dicker diese Stäbe sind. Umgekehrt aber werden unter denselben Bedingungen die thermischen Neutronen zahlreicher im Uran absorbiert, es wird also der Faktor f größer. Die Abb. 3 und 4 zeigen diesen Zusammenhang beim Graphit-Reaktor mit nat. Uran. r_0 ist der Radius des Uranstabes, r_1 der Radius der Reaktor-Zelle, die vornehmlich vom Moderator ausgefüllt ist. Es ergeben sich optimale Werte für k_{eff} bei verschiedenen Kombinationen von r_0 und r_1 (Abb. 5). Für den erwähnten Wert von $r_0 = 1,5$ ergibt sich ein optimales r_1 von 12 cm, also ein Abstand der einzelnen Uran-Stäbe von 24 cm.

Diese Kurven gelten nur angenähert, da in ihnen die Verluste in den Konstruktionsmaterialien, im Kühlmittel, die Variation des Neutronenflusses usw. noch nicht berücksichtigt sind. Die Einbeziehung aller dieser Einflüsse ist Gegenstand einer vollständigen Reaktor-Theorie, für die auf Lehrbücher verwiesen sei [6], [7]. Lediglich nach einer anderen Seite ist noch zu ergänzen: Wir hatten bisher angenommen, daß der Reaktor unbegrenzt sein sollte, damit keine Neutronen-Verluste entstehen. Um die endliche Größe und den Neutronen-Verlust zu erfassen, teilt man die Neutronen wieder in Gruppen

ein: 1. den Anteil \mathcal{L}_s der nicht verlorengehenden schnellen Neutronen und 2. den Anteil \mathcal{L}_t der nicht verlorenen thermischen Neutronen.

Mit Hilfe dieser beiden Faktoren entsteht aus dem bisherigen Multiplikationsfaktor k_{∞} der effektive Multiplikationsfaktor

$$k_{eff} = k_{\infty} \cdot \mathcal{L}_s \cdot \mathcal{L}_t = 1,$$

worin bedeutet:

$$\mathcal{L}_s = e^{-K^2 \tau}$$

und

$$\mathcal{L}_t = \frac{1}{1 + K^2 L^2};$$

also

$$k_{eff} = \varepsilon p f \eta \frac{e^{-K^2 \tau}}{1 + K^2 L^2} = 1.$$

τ steht in Beziehung zum mittleren Quadrat, der von den Neutronen während der Bremsung zurückgelegten Entfernung; L^2 ist das entsprechende Entfernungsquadrat des Weges der thermischen Neutronen, den diese bis zu ihrer Absorption zurücklegen. K ist ein Formfaktor. Da damit alle Neutronen-Verluste erfaßt sind, darf k_{eff} nicht mehr größer als 1 werden, wenn ein stabiler Zustand des Reaktors erstrebt ist. Lediglich beim Anfahren des Reaktors darf kurzzeitig ein k_{eff} größer als 1 zugelassen werden. Über praktische Werte der Parameter K , L und τ gibt die Tabelle 4 Auskunft.

Tabelle 4.

Reaktor-Form	K^2	L (cm)	τ (cm ²)
Kugel vom Radius R	$\left(\frac{\pi}{R}\right)^2$	H ₂ O 2,88	33
Würfel von Kante S	$3\left(\frac{\pi}{S}\right)^2$	D ₂ O 171	120
		C 50	300
Kreiszylinder von Radius R u. Höhe H	$\left(\frac{2,405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$	Be 24	98
Quader mit Kanten a, b, c .	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2$		

Mit diesen Daten kann die angenäherte Berechnung eines Reaktors durchgeführt werden. Praktisch geht man von gewissen Annahmen über Größe und Abmessungen aus, bestimmt die effektive Multiplikationskonstante und verändert danach die angenommene Größe des Reaktors bis ein k_{eff} erreicht ist, das dicht über 1 liegt. Die genauen Rechnungen sind wesentlich umständlicher.

Wir kommen nun zur Beschreibung der räumlichen Ausbildung von Reaktoren. Man unterscheidet Reaktoren mit festem und mit flüssigem Spaltstoff. Bei Reaktoren, die mit festem Uran arbeiten, sind die spaltfähigen Stoffe nach Art eines räumlichen Gitters angeordnet. Würde man die ganze Spaltmenge an einer Stelle vereinen, so besteht bei genügender Reinheit und bei Überschreitung der „kritischen“ Menge die Gefahr der Neutronen-Lawine; es käme zu einer

¹ Zahl der absorbierten Neutronen:

$$\sum_{ab} (\text{nat U}) = N_{235} \sigma_{ab}(235) + N_{238} \sigma_{ab}(238).$$

Zahl der Spaltungs-Neutronen (thermische Spaltung)

$$\sum_{sp} (\text{nat U}) = \sum_{sp} (U^{235}) = 2,5 N_{235} \sigma_{sp}(235).$$

Isotopen-Verhältnis:

$$N_{238}/N_{235} = 139.$$

Mit den Zahlenwerten aus Tabelle 3:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\sum_{sp} 2,5 \cdot N_{235} \sigma_{sp}(235)}{\sum_{ab} N_{235} \sigma_{ab}(235) + N_{238} \sigma_{sp}(238)} \\ &= \frac{2,5 \cdot 549}{(650 + 139) \cdot 2,80} = 1,32. \end{aligned}$$

Explosion. Aus diesem Grunde und aus anderen bringt man zwischen die Spaltelemente ein die Neutronen abbremsendes Medium, und zwar einen Stoff kleiner Massenzahl. Dieser Moderator muß leicht sein, damit möglichst wenig Zusammenstöße die erforderliche Bremsung erzielen und die schnellen Neutronen der Spaltung auf das thermische Geschwindigkeitsniveau herunterdrücken, auf dem die Spaltung des U^{235} am leichtesten erfolgt. Diese leichtere Spaltung mit thermischen Neutronen ist der weitere Grund für

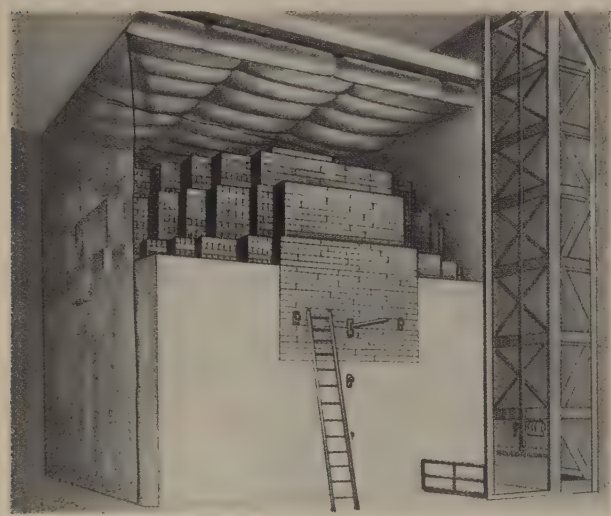


Abb. 6. Der erste Atomkeller (nach einer Zeichnung von M. MILLER; siehe N. F. LANSING [8]).

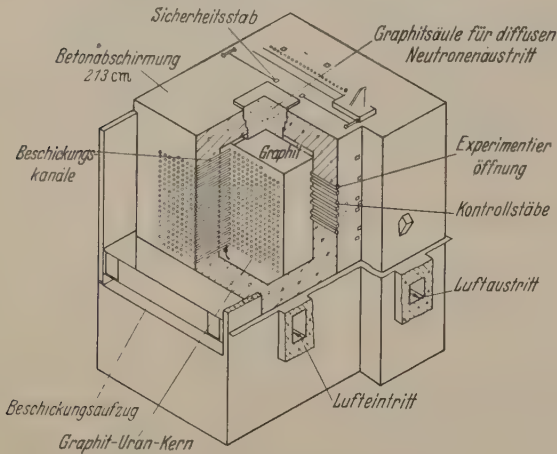


Abb. 7. Prinzip des Graphit-Reaktors mit Luft-Kühlung (nach N. F. LANSING [8]).

die Einführung des Moderators. Als Moderator dient Graphit, Wasser oder schweres Wasser. Die bei der Kernreaktion entstehende Wärme ist durch ein Kühlsystem abzuführen, das oft als den Brennstoff umschließende Röhren ausgebildet ist. Zusätzlich eingeführte Absorber sind notwendig für die Regulierung und Abschaltung der Reaktion. Um die Neutronen-Bilanz zu verbessern, wird der ganze Reaktor von einem die Neutronen reflektierenden Medium, z. B. Beryllium umgeben. Dazu kommt zusätzlich der biologische Strahlungsschutz aus Spezialbeton. Damit sind alle Vorgänge erwähnt, die für die Reaktor-Technik wichtig sind und wir können zu Beispielen übergehen.

Abb. 6 zeigt das klassische Bild des ersten Reaktors, der erstmals von E. FERMI am 6. Dezember 1942

in Chicago in Betrieb gesetzt wurde [8]. Außen sind die Graphit-Klötze sichtbar, die zur Bremsung und Reflektion dienen. Im Inneren verborgen sind in regelmäßigen Abständen Blöcke und Stäbe aus natürlichem Uran. Die Stäbe an der Vorderseite dienen zur Kontrolle und bestehen aus Kadmium oder Bor. Diese Elemente haben die Eigenschaft, Neutronen sehr stark zu absorbieren. Größe und Zahl der Stäbe sind so berechnet, daß man durch Hineinschieben die Reaktion zum Stillstand bringen kann. Dieser erste Reaktor hatte noch keinerlei Vorsichtsmaßnahmen zur Abschirmung gegen schädliche Strahlungen, auch keine Einrichtung für automatische Kontrolle seiner Reaktivität, die damals noch durch Handbedienung dieser Kontrollstäbe gesteuert wurde. Ein besonderes Kühlsystem war ebenfalls noch nicht vorhanden. Die Leistung dieses Reaktors betrug 200 Watt; seine Größe wird mit 5,20 m für die Länge der Würfelkante angegeben. Der Reaktor wurde nach Beendigung der Versuche wieder abgebaut.

Tabelle 5. Wirkungsquerschnitte.

	Absorption (in barn)	Streuung
H	0,330	38
D	$0,46 \cdot 10^{-3}$	
B	750	4
C	$4,5 \cdot 10^{-3}$	4,8
Zr	0,18	8
Al	0,215	1,4
Fe	2,43	11
Ti	5,6	6
Cd	$2,4 \cdot 10^3$	7
Xe ¹³⁵	$3,5 \cdot 10^6$	4,3

Der erste technische Reaktor [8], [9] für Plutonium-Gewinnung war, wie aus Abb. 7 hervorgeht lediglich eine vergrößerte luftgekühlte Kopie des ersten Meilers. Hinter der nunmehr vorgesehenen Beton-Schutzwand befindet sich der Graphit-Moderator, der vielfach durchbohrt ist. In diese Bohrungen, die auch durch den Beton gehen, werden Büchsen mit natürlichem Uran eingeschoben. Die Büchsen sind gasdicht in dünnem Aluminium gekapselt. Die Kapselung soll den Austritt gasförmiger, radioaktiver Spaltprodukte verhindern. Mit zunehmender Ausnutzung des Anteiles von U^{235} werden die Büchsen durch vorn eingefügte neue Büchsen langsam weitergeschoben. Die Büchsen wandern durch den Reaktor bis sie hinten herausfallen und durch einen Wasserkanal zur Aufbereitungsfabrik geführt werden. Die Vorsicht des Transportes im Wasserkanal ist notwendig, weil die Uranbüchsen jetzt stark radioaktiv geworden sind¹.

Die Reaktoren mit natürlichem Uran unterscheiden sich untereinander nur nach ihrer Größe und nach dem Kühlmittel, wofür Luft, He, CO₂, Wasser, Wasserdampf verwendet werden [11]. Bei Verwendung von D₂O als Moderator kann das Volumen der Bremssubstanz etwa um den Faktor 4 kleiner sein.

¹ Zur Behandlung radioaktiver Substanzen in Fabriken und Laboratorien sind vielseitige Anordnungen entwickelt [10]. Typische Beispiele sind: die auch auf der deutschen Wanderausstellung „Atome für den Frieden“ gezeigten mechanischen Greifer (masterslave-manipulator) der Central Research Laboratories, ein künstl. Arm genanntes Hebezeug mit Fernsteuerung von General Electric. Vielfach werden sogen. industrielle Fernsehgeräte zur Beobachtung der Fernsteuerung eingesetzt, darunter auch solche für räumlich-plastisches Sehen (RCA).

Die Reaktor-Baustoffe sind nach ihren Wirkungsquerschnitten zu beurteilen. Stoffe hoher Neutronen-Absorption werden vermieden, sofern sie nicht als Kontrollstäbe verwendet werden sollen. Tabelle 5 gibt eine Übersicht. Die Querschnitte der Streuung variieren nur in relativ kleinem Bereich, die Absorptionsquerschnitte dagegen sind von Element zu Element sehr verschieden. Dazu kommt die Variation in Abhängigkeit von der Neutronen-Energie. Cd verbürgt eine gute Abschirmung gegen Neutronen-Strahlung. Ein günstiges Konstruktionselement ist Zr, das aber besonders frei von der häufigen Verunreinigung durch Hafnium sein muß, da Hafnium stark absorbiert (Absorptionsquerschnitt von mehr als 100 barn)¹. Praktische Verwendung findet vor allen Dingen Al, vielfach Stahl und neuerdings auch Ti und Mo, letzteres mit einem Silicon-Überzug zum Schutz gegen die Bildung flüchtiger Oxyde. Dieses Material-Thema ist eines der wichtigsten für den Reaktor-Bau. In ihm sind die großen Erfahrungen der Reaktor-Techniker beschlossen, die man zur Hauptsache nur durch praktische Arbeit am Reaktor erwerben kann. Daher wird den Material-Prüfungen in speziellen Testreaktoren überall besondere Bedeutung zugemessen.

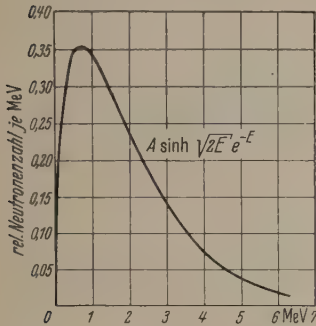


Abb. 8. Energie-Verteilung der Spaltungsneutronen (nach R. L. MURRAY). Die angegebene Funktion steht im Bereich 0,05 bis 17 MeV in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten; $A = \sqrt{2/\pi}$.

Reaktor, in dem Spaltstoff und Bremsmittel innig vermischt sind, mit U^{235} stark angereichertes Uran benutzen, denn ohne Bremsung besteht die Gefahr, daß die schnellen Neutronen durch die bei hohen Energien liegende Resonanzabsorption weggefangen werden. Der andere Grund für die Bremsung liegt darin, daß die Neutronen den anzuregenden Kern nicht schneller durchfliegen dürfen als es der mittleren Lebensdauer des Zwischenkerns, also des Kernes plus eingefangenen Neutron entspricht. Die durch die Bremsung bewirkte Veränderung der Neutronen-Geschwindigkeiten ist aus dem Vergleich der Abb. 8 und 9 zu entnehmen. Die Spaltungs-Neutronen haben kinetische Energien im Bereich von weniger als 0,1 eV bis ca. 10 MeV. Die Mehrzahl hat Energien um 1 MeV. Die Energieverteilung nach der Bremsung zeigt eine Abweichung von der MAXWELLSchen Verteilung, die davon herrührt, daß die schnelleren Neutronen längere Zeit als die übrigen zur Bremsung brauchen.

Außer den in der Kernspaltung selbst entstehenden Neutronen entstehen auch Neutronen in Sekundär-Prozessen [13], die wegen ihrer oft beträchtlichen Zeitverzögerung für die Reaktor-Steuerung sehr wichtig sind. Die in der Spaltung entstehenden Neutronen werden zum weitaus überwiegenden Teil nach etwa 10^{-12} sec gebildet. Nur ein geringerer Teil der Neutronen (0,76 %) stammt aus sekundären Kern-Reaktionen und wird mit erheblicher Zeitverzögerung frei, weil das Zwischenprodukt eine dementsprechende Halbwertszeit hat. Ein typisches Beispiel

aus der U^{235} -Spaltung ist in Abb. 10 wiedergegeben: Parallel zum normalen β -Zerfall entsteht ein angeregtes Zwischenprodukt, das das verzögerte Neutron emittiert; mit der Sekundär-Emission des Neutrons geht außerdem γ -Strahlung einher. Tabelle 6 zeigt die bisher bekannten¹ Sekundär-Prozesse und ihre Er-

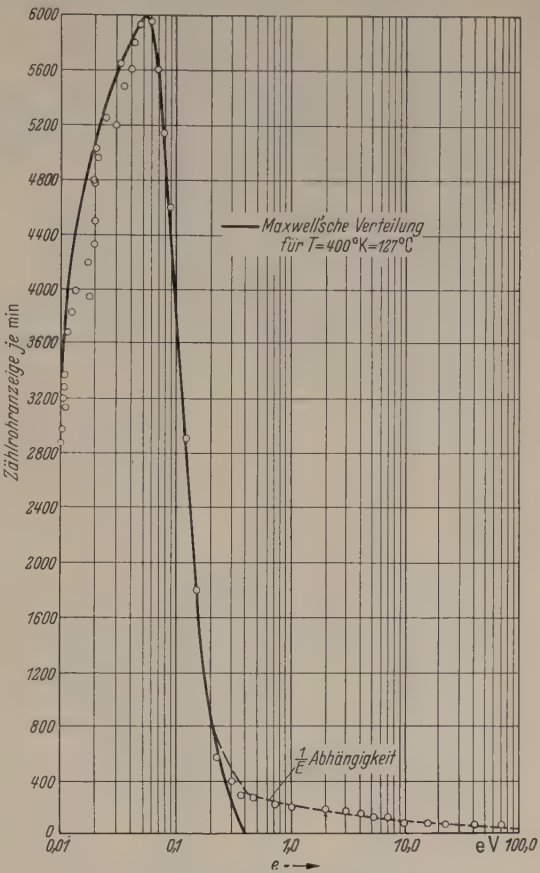


Abb. 9. Energie-Verteilung thermischer Neutronen (nach W. J. STURM, Phys. Rev. 71, 757, (1947) siehe auch B. T. FELL in E. SEGRE [1]).

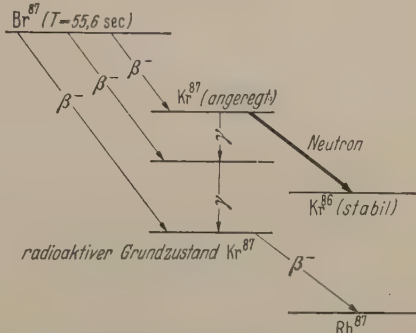


Abb. 10. Energieniveaus bei verzögerter Neutronen-Emission (nach R. D. EVANS in C. GOODMAN [7]).

Tabelle 6. Verzögerte Neutronen bei der Uran-Spaltung.

vorhergehender β -Strahler	Halbwertszeit des β -Strahlers	Neutronen-Ausbeute rel. zur Gesamtausbeute
	0,126 \pm 0,018	0,018 \pm 0,004
	0,46 \pm 0,03	0,135 \pm 0,008
	2,18 \pm 0,07	0,409 \pm 0,022
Br ⁸⁹	5,87 \pm 0,17	0,192 \pm 0,027
I ¹³⁷	21,7 \pm 0,8	0,210 \pm 0,019
Br ⁸⁷	54,3 \pm 0,9	0,036 \pm 0,006

¹ Anm. bei der Korrektur: Die Werte von Tabelle 6 entstammen der eingangs zitierten Genfer Arbeit von G. R. KEEFN und T. F. WINETT für U^{235} .

¹ Neuerdings wird Hafnium für Kontrollstäbe verwendet.

Tabelle 7. Späte Sekundär-Neutronen.

Ausgangs- kern	Endprodukt	Halbwertszeit (min)		Ausbeute
		bekannt	gemessen	
Br ⁸⁵	Kr ⁸⁰	3 ¹	3	5,8 · 10 ⁻⁸
Nb ⁹⁹	Mo ⁹⁸	2,5		
Rb ⁸⁹	Sr ⁸⁸	15,4	12	
Cs ¹³⁹	Ba ¹³⁸	9,5		
Br ⁸³	Kr ⁸²	140	125	2,9 · 10 ⁻¹⁰

giebigkeit. Bei der Spaltung von Pu²³⁹ treten ähnliche Verzögerungszeiten auf, allerdings ist die Neutronen-Ausbeute nur 0,0067 gegen 0,0173 bei U²³⁵.

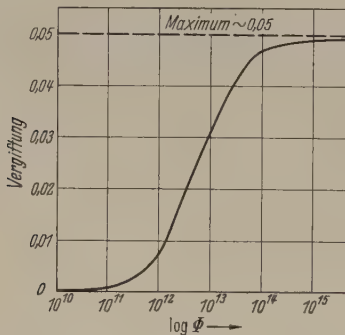


Abb. 11. Xenon-Vergiftung als Funktion des Neutronen-Fluß Φ (nach R. STEPHENSON [7]).

Zusätzlich zu diesen Sekundär-Neutronen sind wesentlich stärker verzögerte Neutronen [14] entdeckt worden, die Verzögerungszeiten von 3 bzw. 12 und 125 Minuten aufweisen. Sie werden den in Tabelle 7 gezeigten Reaktionen zugeschrieben. Für die Reaktor-Kinematik sind aber diese sehr lang verzögerten Neutronen schon wegen ihrer geringen Ausbeute unwesentlich.

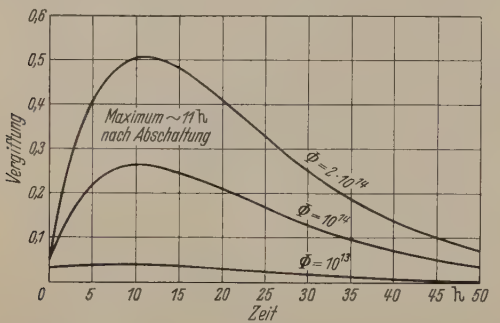


Abb. 12. Xenon-Vergiftung nach Ausschalten des Reaktors in Abhängigkeit vom Neutronenfluß Φ (nach R. STEPHENSON [7]).

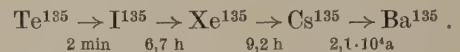
Im Allgemeinen wird der Reaktor so bemessen, daß gerade der Neutronen-Überschuß aus den verzögerten Neutronen die Kettenreaktion fortsetzt. Die Steuerung wird üblicherweise mit mechanischen Mitteln, mit Hilfe der erwähnten Kontrollstäbe ausgeführt; je geringer der Anteil an verzögerten Neutronen, um so schneller müssen die Kontrollstäbe bewegt werden und um so schwieriger wird die Steuerung. Solche Probleme treten speziell beim Reaktor mit schnellen Neutronen auf, aber auch bei modernen Reaktoren mit thermischen Neutronen gibt es Steuerungsschwierigkeiten zu überwinden, z. B. wenn bei schnell umlaufendem Brennstoff Sekundär-Neutronen verloren gehen oder wenn der Temperaturkoeffizient des Reaktors ungünstig gewählt ist. Daher sucht man

¹ Anm. bei der Korrektur: Nach KEEPIN und WIMETT (loc. cit.) kann nur die Messung von 3 min Halbwertszeit als bestätigt angesehen werden.

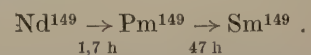
für moderne Reaktoren statische und dynamische Stabilität durch geeignete Bemessung zu erzielen, um die Kontrolle auch bei Temperaturschwankungen oder Belastungsänderungen zu vereinfachen und in der Hand zu haben. Zu diesem sehr modernen Thema der Reaktor-Dynamik finden wir auch erstmals wieder Beiträge von deutscher Seite [15].

Es wurde oben bereits erwähnt, daß im Reaktor aus U²³⁸ Plutonium entsteht. Dieses Plutonium zerfällt seinerseits wieder unter dem Einfluß thermischer Neutronen. Hiernach könnte man annehmen, daß nur ein ausreichend langer Betrieb des Reaktors erforderlich wäre, um alles Uran, d. h., sowohl U²³⁵, wie U²³⁸ nach und nach zu spalten. Dies ist leider nicht der Fall. Es bildet sich ein Gleichgewicht zwischen erzeugtem und verbrauchtem Pu heraus, da die aus den Spaltprodukten gebildeten Stoffe zum Teil vergiftende Absorber sind. Die Spaltung des natürl. Urans kann nur bis zu einem Restanteil des nicht ausnutzbaren Urans²³⁵ von kaum mehr als 0,1 bis 0,2 % durchgeführt werden. An dem Problem der besseren Brennstoff-Ausnutzung wird überall intensiv gearbeitet [16]. Man kann die Situation in gewissem Umfange dadurch bessern, daß man den Reaktor soweit als möglich überdimensioniert und mit zurückgeschobenen Kontrollstäben die Vergiftung kompensiert, oder daß man den Brennstoff kontinuierlich umlaufen läßt und dabei reinigt. In jedem Falle ist möglichst reines bzw. stark angereichertes Ausgangsmaterial von Vorteil.

Die stärkste Vergiftungswirkung geht von Xe¹³⁵ aus. Sein Absorptionsquerschnitt ist ungewöhnlich groß, gleich 3,5 · 10⁶ barn. Xe¹³⁵ entsteht und zerfällt gemäß der nachstehenden Reaktionsgleichung eines β -Zerfalls:



5,6 % der thermischen Spaltungen des U²³⁵ entfallen auf Te¹³⁵; 0,3 % ergeben direkt Xe¹³⁵. Infolge des aus der Gleichung ersichtlichen Entstehens und Vergehens des Xe bildet sich im Reaktor ein gewisses Gleichgewicht aus, das jedoch vom Neutronenfluß abhängt, da ein Teil des Xe¹³⁵ nicht durch radioaktiven Zerfall, sondern durch Reaktion mit den Neutronen unschädlich wird. Das dabei entstehende Xe¹³⁶ hat einen Absorptionsquerschnitt kleiner als 5 barn. Den vom Neutronenfluß abhängigen Endzustand der Vergiftung zeigt Abb. 11. Als Vergiftung wird das Zahlenverhältnis der im vergiftenden Absorber absorbierten Neutronen zu den im Spaltstoff absorbierten verstanden. Ähnlich wie bei Xe¹³⁵ wirkt Sm¹⁴⁹ ($\sigma_{ab} = 5,3 \cdot 10^4$ barn), das ebenfalls im Reaktor entsteht, und zwar als stabiles Endprodukt des folgenden β -Zerfalls:



Mit zunehmender Anreicherung können diese Absorptionsstoffe nicht nur den Reaktor stilllegen, sondern ihre Wirkung macht sich auch nach dem Abschalten des Reaktors bemerkbar wegen der Lebensdauer der Zwischenprodukte. Das Maximum der Xenon-Vergiftung liegt bei etwa 11 Stunden nach Stilllegung (Abb. 12). Man darf nicht zu lange mit der Wiedereinschaltung warten, wenn nicht die Wiedereinschaltung sehr erschwert und erst nach weiterer Wartezeit möglich werden soll. Dies wird bei hohem Neutronenfluß besonders kritisch. Die Vergiftung ist die Ursache, daß jeder Reaktor nach einer gewissen Betriebszeit neu beschickt werden muß, sofern er nicht

gleich so gebaut ist, daß der Brennstoff in kontinuierlichem Vorgang gereinigt wird. Wenn manchmal so gerechnet wird, als könne jedes Gramm Uran oder Thorium, das im Bergbau gewonnen wird, auch in Spaltungsenergie verwandelt werden, so ist dies schon wegen der unvermeidlichen Vergiftung insofern irreführend, als eine chemische Aufarbeitung der Rückstände erforderlich ist.

Für die Aufbereitung sind umfangreiche und teure Industrie-Anlagen erforderlich. Solche Werke und die Fabriken für die Reinigung des Uran-Erzes sind bisher nur in USA, in England und in Rußland errichtet worden, und in diesen Fabriken liegt vornehmlich der große industrielle Fortschritt dieser Länder auf dem Gebiet der Kerntechnik. Allein die Existenz dieser Fabriken wirkt bestimmend auf die Verteilung des zukünftigen Wirtschaftspotentials der Erde. Es kommt daher einer zukünftigen Verbilligung der Aufbereitungsverfahren eine hohe Bedeutung zu, und wir stehen am Vorabend einer Neuverteilung der wirtschaftlichen Schwerpunkte auf der Erde. Da zur Zeit nur an drei Stellen diese Verfahrens-Technik konzentriert ist, besteht die Frage, ob dies so bleiben wird, oder ob der europäische Kontinent sein industrielles Schwergewicht auch im Zeitalter der Kernenergie behalten kann. Diese Frage wird nicht dadurch beantwortet, daß auch in Kontinental-Europa technische Reaktoren in Betrieb genommen werden, sondern bleibt eine davon unabhängige wirtschaftliche Aufgabe. Es ist aber hier nicht die Stelle, wirtschaftlich-technische Themen zu behandeln, und wir kehren zur Beschreibung der Reaktoren zurück.

Der konstruktiv einfachste Reaktor ist der sogenannte Water Boiler [17], ein homogener Reaktor (siehe Abb. 13), der stark angereichertes Uran benötigt (93 % U^{235}). Der Kern oder das Herz dieses Reaktors besteht aus einem Kessel aus Stahl, Cu oder Al, der mit einer wäßrigen Lösung von z. B. UO_2SO_4 gefüllt ist. Die Lösung kann über ein Vorratsgefäß und ein Überlaufsystem in ihrer Menge reguliert bzw. erneuert werden. Durch Kühlspiralen im Innern des Kessels fließt Wasser als Kühlmittel. Die Reaktor-Kugel wird zur Bremsung und Reflexion von BeO oder Graphit umgeben.

Die kritische Masse solcher Reaktoren ist relativ klein, z. B. bei rund 14 Lt. Inhalt etwa 750 Gramm U^{235} .

Der Water Boiler ist für beliebig kleine Größen konstruierbar; und das macht ihn wertvoll für Forschungs- und Ausbildungszwecke. Er wird von wenigen mW bis zu einigen hundert kW ausgelegt. Dementsprechend sind seine Baukosten relativ niedrig. Die amerikanische Industrie bietet fertige Water Boiler zu Preisen zwischen DM 200000,— bis 2 Millionen je nach Größe an. North American Aviation fertigt einen Water Boiler, der durch Erweiterungsbauten von ursprünglich 5 W auf 50.000 W gebracht werden kann (siehe Tabelle 8). Als weiteres Beispiel seien die Daten einer Konstruktion von Babcock and Wilcox angeführt. Dieses Modell wird für 200 bis 400 kW ausgelegt und kostet etwa DM 800000,—. Das Reaktorgefäß ist aus Stahl, es hat etwa 25 cm Durchmesser. Die Uran-Lösung steht unter einem Überdruck von

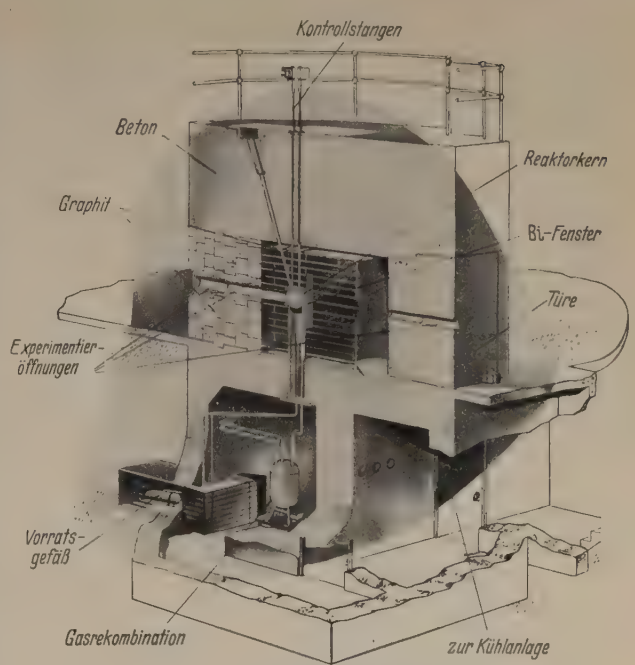


Abb. 13. Prinzip des Water Boiler (mit freundl. Genehmigung von North American Aviation, Inc.).

Tabelle 8. Erweiterungsfähiger Water Boiler.

	5 Watt	500 Watt	50 000 Watt
kritische Masse (U^{235}) in Gramm	750	850	850
Fluß thermischer Neutronen je cm^2 und sec.	$1,7 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^{10}$	$1,7 \cdot 10^{12}$
Fluß schneller Neutronen je cm^2 und sec	$1,9 \cdot 10^8$	$1,9 \cdot 10^{10}$	$1,9 \cdot 10^{12}$
Maximal-Temperatur der Brennstoff-Lösung	20° C	20° C	80° C
Überschuß-Reaktivität bei 20° C ohne Belastung	0,25%	1%	3%
Konzentration des U^{235} in g je l	65	75	75
Maximum der Leistungs-dichte in W je cm^3	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$	5,5

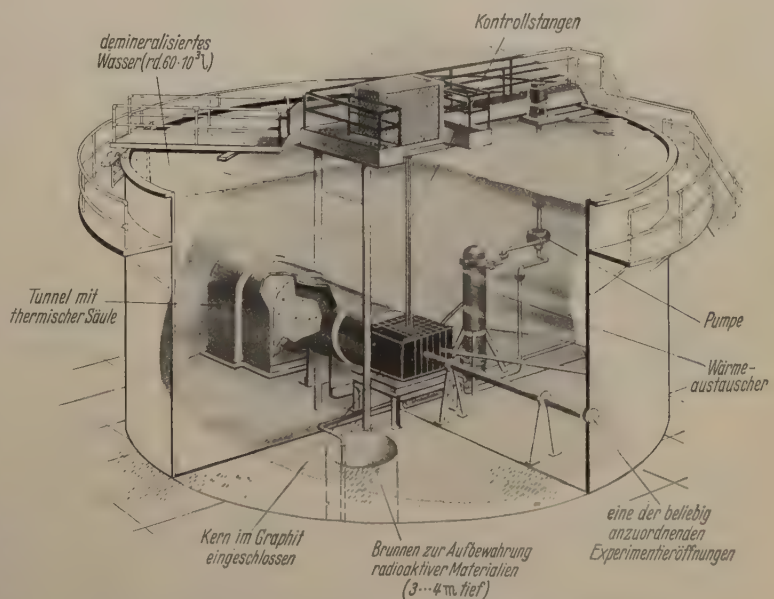


Abb. 14. Prinzip des Swimming Pool Reaktors (mit freundl. Genehmigung von North American Aviation, Inc.).

etwa 15 cm Wassersäule einer Helium-Atmosphäre, welche unter anderem den Vorteil bietet, daß die Bildung eines explosiblen Gemisches aus im Wasser entstehenden H und O vermieden wird. Das He wird in einem besonderen Kreislauf über einem

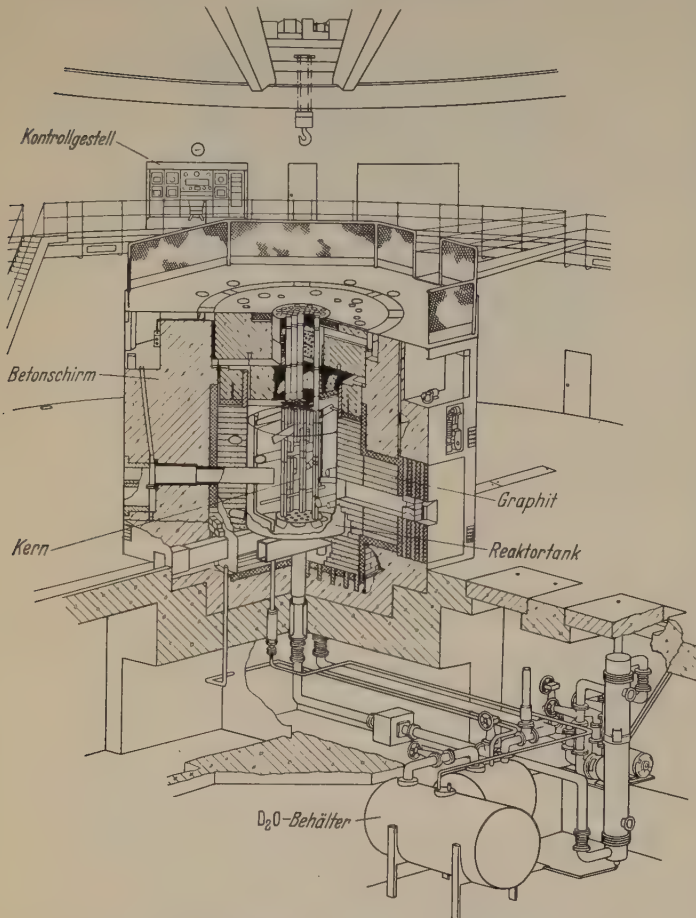


Abb. 15. Graphit-Reaktor mit angereicherterem Uran und D_2O -Kühlung; Argonne-Reaktor CP-5 (nach J. T. WEILLS [19]).

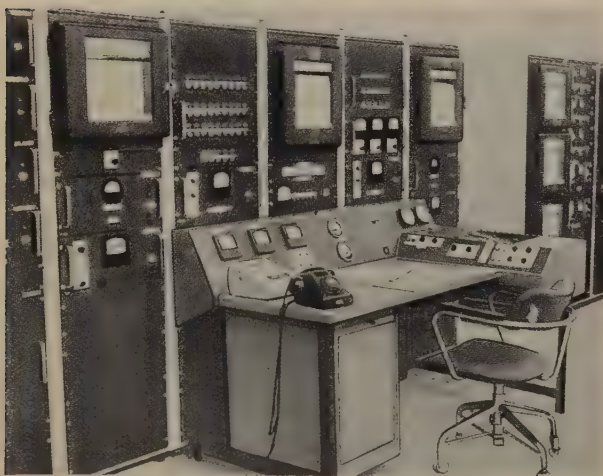


Abb. 16. Reaktor-Kontroll-Einrichtung (aus S. EKLUND [10]).

Katalysator gereinigt. Der Reaktorkessel ist in einem Graphitwürfel von 150 cm Kantenlänge eingebaut. Zwischen Graphit-Mantel und Beton-Schutz wird ein geringer Unterdruck unterhalten, um etwa entweichende Gase abzufangen. Es wird ein Neutronenfluß von etwa 10^{13} Neutronen je cm^2 und sec. erreicht.

Die gängigste Experimentiertype des heterogenen Reaktors, ebenfalls für angereichertes Uran, ist der Swimming Pool, dessen Prinzip aus Abb. 14 zu entnehmen ist [8]. S. P.-Reaktoren werden z. Zt. an verschiedenen amerikanischen Universitäten aufgestellt. Ihr Vorteil liegt in der unbedingten Strahlungssicherheit durch das abschirmende Wasser, das zugleich als Moderator und Kühlmittel wirkt. Der die Neutronen erzeugende Kern des Reaktors hängt ev. an einer fahrbaren Brücke, damit man beliebige Konzentrationen an den Austrittsöffnungen einstellen kann. Es sind etwa 2 bis 4 kg U^{235} erforderlich. Falls gewünscht, kann die Wasserbremsung durch Graphitbremsung verbessert werden. Zur Leistungserhöhung wird das Wasser im Becken zusätzlich gekühlt. S. P.-Forschungs-Reaktoren werden von der amerikanischen Industrie zu Preisen von etwa 1,5 bis 2 Millionen DM angeboten. Der auf der Genfer Tagung über friedliche Verwendung der Kernenergie ausgestellte Reaktor ist ein S. P.-Reaktor.

Den Übergang von diesen Experimentier-Reaktoren zu den industriellen Typen bildet der Graphit-Reaktor [19]. Abb. 15 zeigt als Beispiel den neuesten Argonne-Reaktor (CP-5). Die mit angereicherterem Uran gefüllten Brennstoff-Büchsen sind zum Zwecke eines möglichst kontinuierlichen Betriebes leicht auswechselbar und werden von D_2O zur Kühlung umspült, das seinerseits wieder unter einem Oberflächenschutz von He steht. Um den Kern des Reaktors herum liegt ein Graphit-Mantel. Die Leistungen solcher Reaktoren betragen 100 bis zu einigen 1000 kW. Kleinere Typen des Graphit-Reaktors werden ebenfalls von der Industrie angeboten. Die Kosten sind relativ hoch, insbesondere bei Verwendung von schwerem Wasser. Der Graphit-Reaktor hat den sehr beachtlichen Vorteil, daß er mit natürlichem Uran beschickt werden kann.

Zu jedem Reaktor gehört eine ausgedehnte Bedienungs- und Meßeinrichtung (Abb. 16) einschl. der automatischen Kontrolle der Sicherheitsorgane [20]. Auf diese weit fortgeschrittene Meßtechnik kann hier nicht eingegangen werden.

Bei den bisher betrachteten Forschungsreaktoren wird die im Innern entstehende Wärme lediglich als schädliches Beiprodukt angesehen. Anders gestaltet sich die Aufgabe, wenn die Wärmeerzeugung Hauptsache wird, weil mit Hilfe dieser Wärme mechanische und elektrische Energie erzeugt werden soll [21]. Wenngleich der Kernprozeß als solcher die Möglichkeit gibt, nahezu beliebige Temperaturen zu erreichen, ist man doch daran gebunden, eine Höchsttemperatur einzuhalten, die hauptsächlich durch die zur Verfügung stehenden Baustoffe [22] bedingt ist. So ist z. B. zu beachten, daß die metallische Einhüllung des Reaktor-Brennstoffes ihre Gasdichtigkeit auch bei der höchsten Betriebstemperatur behält, da sonst unliebsame radioaktive Verseuchung die Folge ist, die zum Abbau des ganzen Reaktors zwingen kann, (siehe J. L. GRAY [11] und E. T. JURNEY [11]).

Die Leistung eines Reaktors nimmt bei Zunahme der Temperatur des Kühlmittels ab [23]. Mit steigender Temperatur, also bei höherer Neutronen-Energie werden die Wirkungsquerschnitte ungünstiger. In guter Näherung ergibt sich ein linearer Abfall der Reaktor-Leistung mit zunehmender Steigerung der Kühlmittel-Temperatur am Reaktor-Ausgang. Diese

Tatsache wird zur Selbstkontrolle des Reaktors benutzt.

Allgemein gilt, daß man bei der Dampferzeugung im Reaktor nur mit Temperaturen rechnen kann, die niedriger liegen, als man es von der Dampferzeugung mittels Verbrennung gewohnt ist. Dies ist ein wichtiger Punkt für die Gestaltung der Wärmeaustauscher und die Bemessung der zu betreibenden Turbine. Die Turbine ist deshalb in den meisten Fällen für Niederdruck auszulegen und mit Wasserabscheidern zu versehen [24]. Vielfach werden in den Wärmeaustauschern zur Verbesserung der Wärmeübertragung metallische Kühlsubstanzen verwendet [25]. Die metallische Kühlung ist für schnell zu kühlende Reaktoren mit schnellen Neutronen besonders wichtig; geeignet sind: Na, K, Bi, bzw. NaOH oder NaK, evtl. auch Pb. Es sind technische Verfahren für den Umlauf dieser Kühlsubstanzen einschließlich der zugehörigen Pumpen entwickelt [26]. Aus Gründen der Vereinfachung besteht der Wunsch, einen möglichst kleinen Teil des Wärmeflusses in die biologische Strahlungsabschirmung des Reaktors einzubeziehen. Dieser Gesichtspunkt zusammen mit dem Bestreben möglichst gute Wärmewirkungsgrade [27] zu erhalten und deshalb Metalkühlung zu verwenden, führt zum Entwurf doppelter Wärmeaustauscher, die z. T. mit dazwischen eingebautem Strahlungsschutz aus Quecksilber versehen werden. Bei einer Na-Kühlung entsteht zusätzlicher Aufwand wegen der im Na entstehenden Radioaktivität. Dagegen werden auch die üblichen Wärmeaustauscher verwendet, z. B. bei Druckwasserkühlung. Nach Vorschlägen von W. H. ZINN wird eine direkte Verwendung des Reaktor-Wasserdampfes ohne Wärmeaustauscher [28] zum Turbinenantrieb in Erwägung gezogen (Boiling Water Reactor). Hierbei geht man davon aus, daß die Radioaktivität des Wassers nur von kurzer Lebensdauer ist und daß es Verfahren geben kann, die Turbine von schädlichen Strahlungsprodukten, die sich z. B. aus dem Metallstaub entwickeln könnten, zu reinigen. Ein wesentlicher Nachteil dieses Systems liegt darin, daß die Dampfleistung des Reaktors nachläßt, wenn durch eine Belastungszunahme am angeschlossenen Generator eine höhere Temperatur im Reaktor bedingt wird. (Wie bereits erwähnt, nimmt die Leistung eines Reaktors mit zunehmender Temperatur des Kühlmittels ab.) Diese Behinderung vermeidet ein von General Electric ausgearbeiteter Vorschlag (Dual-Cycle Boiling), nach dem bei jeder Lastvergrößerung kühleres Wasser in den Rücklauf zum Reaktor gegeben und damit eine zu plötzliche Mehr-Erzeugung von Dampf vermieden wird. Ein Reaktor dieser Art wird bei einer 180 MW-Anlage in der Nähe von Chikago für ein Kraft-

werk der Commonwealth Edison Co Verwendung finden.

Bevor nun der amerikanische 5-Jahres-Plan für weitere Industrie-Reaktoren behandelt wird, ist ein Hinweis auf das Brüter-Verfahren erforderlich, das gleichfalls in diesem Industrie-Plan technische Anwendung finden soll. Es wurde bereits erwähnt, daß aus U^{238} Plutonium entsteht, daß aber dieser Prozeß im thermischen Reaktor nicht zu kontinuierlicher Entstehung und Verarbeitung des Pu führt. Dies ist in dem Brüter-Verfahren [29] gelungen. Hierbei bewirken die im Reaktor-Kern entstehenden schnellen Neutronen in einem den Reaktor umgebenden Mantel von natürlichem Uran die Erzeugung des Pu^{239} gemäß der nachstehenden Gleichung:

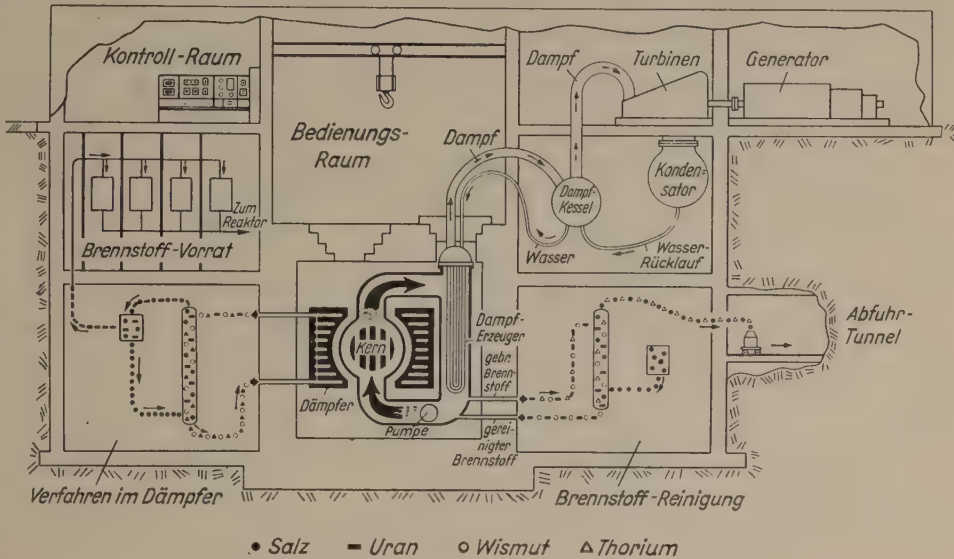
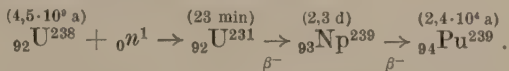
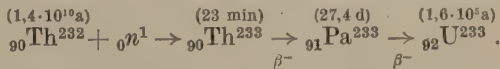


Abb. 17. Kontinuierlich arbeitender Brüter der Brookhaven Laboratorien.

Hierfür ist die kontinuierliche Aufbereitung des erbrüteten Gemisches von Absorber und Brutprodukt erforderlich. Die entsprechende Brüter-Reaktion ist auch für Thorium möglich (siehe folgende Gleichung):



Das gereinigte Endprodukt dient sodann der thermischen Spaltung. Die Th-Brütung ist vermutlich schwieriger als für Uran zu handhaben, da das Zwischenprodukt Pa^{233} die lange Lebensdauer von 27,4 Tagen im Vergleich zu 2,3 Tagen von Np^{239} hat¹.

Der Bau eines Brüters ist in erster Linie eine Frage der Neutronen-Ökonomie. Da für die Aufrechterhaltung der Ketten-Reaktion bereits mindestens 1 Neutron erforderlich ist, muß man alles tun, um nicht zu viel Neutronen in unproduktiven Prozessen zu verlieren, denn man braucht neben dem Neutron für das Weiterbestehen der Reaktion wenigstens ein 2. Neutron für die Durchführung des Brüter-Prozesses. Wenn also wie beim natürlichen Uran je Spaltung nur 2,56 Neutronen entstehen, so ist man knapp daran, wenn nur 0,56 Neutronen für den unvermeidlichen Verlust übrigbleiben. Man hat zunächst das Brüter-Problem von der Seite der schnellen Neutronen angepackt. Aber ein Reaktor mit schnellen Neutronen ist wegen des geringen Anteils an Sekundär-Neutronen schwer zu kontrollieren. Alle Prozesse laufen schneller in einem Reak-

¹ Anm. bei der Korrektur: In Genf wurde die Th-Brütung bevorzugt.

Tabelle 9. *Schätzungsreiser Vergleich der Stromkosten*¹
(nach F. K. McCUNE [21]).

Kosten in \$cents je kWh	Kohle-	Boiling	Graphit-
	Kraftwerk	Water	Reaktor
installierte Leistung in MW	300	300	700
Fixe Kosten	0,30	0,465	0,52
Betriebskosten	0,05	0,070	0,06
Brennstoff	0,34	0,135	0,10
\$cents je kWh	0,69	0,67	0,68

tor mit schnellen Neutronen, er ist also auch schneller, d. h. schwieriger zu kühlen bzw. ist seine Größe beschränkt. Aus diesen Gründen kommt der Ankündigung, es sei ein Th-Brüter mit thermischen Neutronen gelungen, besondere Bedeutung zu.

Da Näheres über diesen Brüter noch nicht bekannt geworden ist, sei ein ähnliches Projekt, das auch gebremste Neutronen benutzt und das von den Brookhaven Laboratories ausgearbeitet wurde, beschrieben [30]. Es enthält zudem alle modernen Techniken, die man nach heute bekanntem Stand bei einem Reaktor anwenden kann: eine Mischung von Kühlmittel und Spaltstoff, die kontinuierlich umgepumpt wird, Metallkühlung, kontinuierliche Aufarbeitung (Abb. 17).

Als Brennstoff dient Uran²³³, das dem als Kühlmittel verwendeten Wismut beigemischt ist. Die Beimischung beträgt etwa 0,6 bis 1⁰/₁₀₀. Diese Menge genügt. Die Sättigung der Lösung liegt bei 5⁰/₁₀₀ Uran, ihr Umlauf muß bei einer mittleren Temperatur von 500° C stattfinden. Die Bi-U-Lösung passiert bei ihrem Umlauf den Graphitkern des Reaktors und zu einem Teil auch den Mantel, in dem sich das zu bebrütende Thorium befindet. Durch entsprechende Dimensionierung des Rohrsystems wird eine Ansammlung einer kritischen Menge außerhalb des Reak-

¹ Anm. bei der Korrektur: In der Schlußrede zur Genfer Konferenz nannte H. J. BHABHA 0,5 bis 0,7 \$cents je kWh für Werke von 100 bis 200 MW und 3,0 bis 3,5 \$cents für ein Versuchswerk von 2 MW.

tor-Kerns vermieden. Wismut wurde als Trägersubstanz wegen des niedrigen Absorptionsquerschnittes von 0,030 barn und wegen der günstigen Eigenschaft der flüssigen Metalle für den Wärmetransport sowie der gerade bei Wismut möglichen relativ hohen Arbeitstemperatur (500° gegen sonst 350°) gewählt. Die durch Korrosions-Effekte bedingten Schwierigkeiten sollen überwindbar sein. Die umgepumpte Lösung wird nach dem Verlassen des Reaktor-Kerns durch 2 Wärmeaustauscher geführt, die mit flüssigem Natrium arbeitet. Danach geht sie durch einen dritten Wärmeaustauscher, der zu direkter Dampferzeugung benutzt wird. Dementsprechend soll die anzuschließende Turbine zweistufig ausgelegt werden.

Das Besondere an diesem Reaktor besteht darin, daß durch den kontinuierlichen Umlauf des Spaltstoffes und seine laufende Reinigung ein sehr hoher Grad der Ausnutzung des Urans erreichbar ist. Aus der Wismut-Lösung werden die vergiftenden Stoffe, vornehmlich Xe¹³⁵ mit Helium ausgewaschen. Eine Polonium-Ausscheidung ist zusätzlich zur Erhöhung der Wirtschaftlichkeit vorgesehen. Im Reaktor-Mantel zirkuliert ebenfalls eine Wismut-Lösung, diesmal als Träger einer Th-Bi-Verbindung (Th₃ Bi₅), die in einer feinen Dispersion vorhanden ist. Die Aufbereitung des U²³³ und auch der Brüter-Lösung wird mit Salzbeimengungen vorgenommen (mit Li F, Na F, K F, Li Cl, Na Cl oder K Cl). Die Schwierigkeit liegt darin, den Prozeß möglichst frei von Wasser zu halten. Die Reduktion der unlöslichen Uran-Oxyde soll mit Magnesium vorgenommen werden.

Aus der reichen Zahl der denkbaren Reaktor Typen hat man im letzten Jahr in USA einige wenige ausgewählt und durch Industrie-Gruppen auf ihre Brauchbarkeit für die industrielle Erzeugung von Elektrizität untersuchen lassen. Die ersten Untersuchungen gingen davon aus, daß die Reaktoren nicht ausschließlich für die Gewinnung von elektrischer

Tabelle 10. *Amerikanische Reaktoren im Bau.*

Type	Unternehmer	Erzeugte Energie in kW		Ungefähre Kosten in Mill. Dollar	Bemerkungen	Brennstoff	Kühlung	Brems- mittel
		Wärme	Elektr.					
Pressurized Water Reactor	Westinghouse	264 000	60 000	85	3 Turbinen plus 1 in Reserve; Dampf, gesättigt, 40,8 At; je Turbine ein Wärmeaustauscher	leicht angereich. U; max. Temp. des U: 332° C	H ₂ O bei 136 At und 275° C	H ₂ O
Experimental Boiling Water Reactor	Argonne Labs.	20 000	5000	17	Kein Wärmeaustauscher. Dampfdruck: 34 At	angereich. U-Lösung	H ₂ O	H ₂ O
Sodium Reactor Experiment	North American Aviation Inc.	20 000	nicht geplant	10	Na max. Temp.: 650°C min.: 260°C Doppelt. Na-Kreisl.	leicht anger. U oder als Brüter mit Th u. U ²³³	Na	Graphit
Experimental Breeder Reactor No 2	Argonne Labs.	62 500	15 000	40	Elektromagnetische Na-Pumpen. Ein Wärmeaustauscher	Plutonium und nat. U	Na	kein
Homogenous Reactor Experiment No 2	Oak Ridge Labs.	1000 bis 3000	145 bei 1000 kW Wärme	1...2	Dampf: 10...13 At und 185...250°C, ein Wärmeaustauscher	angereichertes Uranyl-Sulfat in Lösung dest. H ₂ O Reflektor: D ₂ O		
Homogeneous Thorium Reactor (Brüter)	Oak Ridge Labs.	65 000	16 000	45	Vergrößerung des vorstehenden Reaktors, ev. mit Thorium-Blanket			

Energie zu bauen seien, sondern der Erzeugung von Plutonium zu dienen hätten. Das Plutonium sollte an die Regierung verkauft werden und der Erlös zur Subventionierung der Stromkosten dienen. Inzwischen hat man sich in USA davon überzeugt, daß diese Zwischenlösung technisch ungeeignet und auch aus wirtschaftlichen Gründen nicht erforderlich ist. Es ist möglich, ohne Subventionierung elektrischen Strom im Reaktor genau so billig herzustellen, wie auf normaler Basis im Kohlekraftwerk [21], [31] (Tab. 9). Zum Verständnis der sich anscheinend widersprechenden Veröffentlichungen, darf nicht übersehen werden, daß man bei der Abfassung der früheren Berichte noch nicht klar erkannt hatte, daß für diese Zwecke nur Reaktoren mit angereichertem Uran oder Brüter-Reaktoren in Frage kommen und daß außerdem eine Mindestgröße nicht unterschritten werden darf. Mit dem amerikanischen Entschlossenheit hat man einen 5-Jahres-Plan für die ersten industriellen Reaktoren zusammengestellt und will diese Reaktoren praktisch erproben (Tabelle 10).

Der an erster Stelle erwähnte Druckwasser-Reaktor ist am weitesten fortgeschritten. Der Bau ist seit 1954 im Gange. Dieser Reaktor soll mit nur leicht angereichertem Uran arbeiten; im Kreise um den Reaktor sind 4 Wärmeaustauscher und 4 Turbinen angeordnet, von denen einer samt der angeschlossenen Turbine als Reserve dient. Der Reaktor selbst wird mit Wasser von 136 At Druck und 270° C Temperatur gekühlt. In jeden Kühlkreislauf werden 73 cbm je min eingepumpt. Der Reaktor-Kern enthält 10 to Uran. Der Reaktor-Kessel besteht aus Stahl und ist 7,62 m hoch bei einem Durchmesser von 2,75 m. Es handelt sich also um keine kleine Anlage. Hinter dem Wärmeaustauscher und dem Dampfkessel soll gesättigter Dampf von 40,8 At zur Verfügung stehen. Es sollen 60 MW elektr. Energie erzeugt werden. Derartige Reaktoren für Wärmeerzeugung stabilisieren sich z.T. selbst: Mit zunehmender Temperatur dehnt sich der ganze Reaktor aus, vor allen Dingen der Moderator und die Kühlmittel; die Neutronen-Absorptionsquerschnitte verändern sich; infolgedessen kommen weniger Neutronen zur Spaltung und immer mehr Neutronen gehen verloren. Durch geeignete Reaktor-Proportionen kann man diesen Effekt so ausnutzen, daß man, — wie es bei diesem Westinghouse-Projekt der Fall ist —, nur wenige Kontrollstäbe benötigt.

An zweiter Stelle des 5-Jahres-Planes steht der von W. H. ZINN angegebene Boiling Water Reactor ohne Wärmeaustauscher (Abb. 18). Man hatte zuerst Bedenken, ob nicht Schwierigkeiten durch die

Bildung der Dampfblasen entstehen könnten, denn diese hätten unregelmäßige Kühlung zur Folge sowie auch ungleichmäßige Neutronen-Verteilung. Ein solcher Reaktor muß daher Unregelmäßigkeiten in der Leistungsabgabe aufweisen. Die entsprechenden Ver-

suche haben positive Ergebnisse gehabt. Der Reaktor arbeitet mit stark angereichertem Uran²³⁵. Er ist im Gegensatz zum Water Boiler so ausgeführt, daß hier der Brennstoff und nicht das Kühlmittel in einem

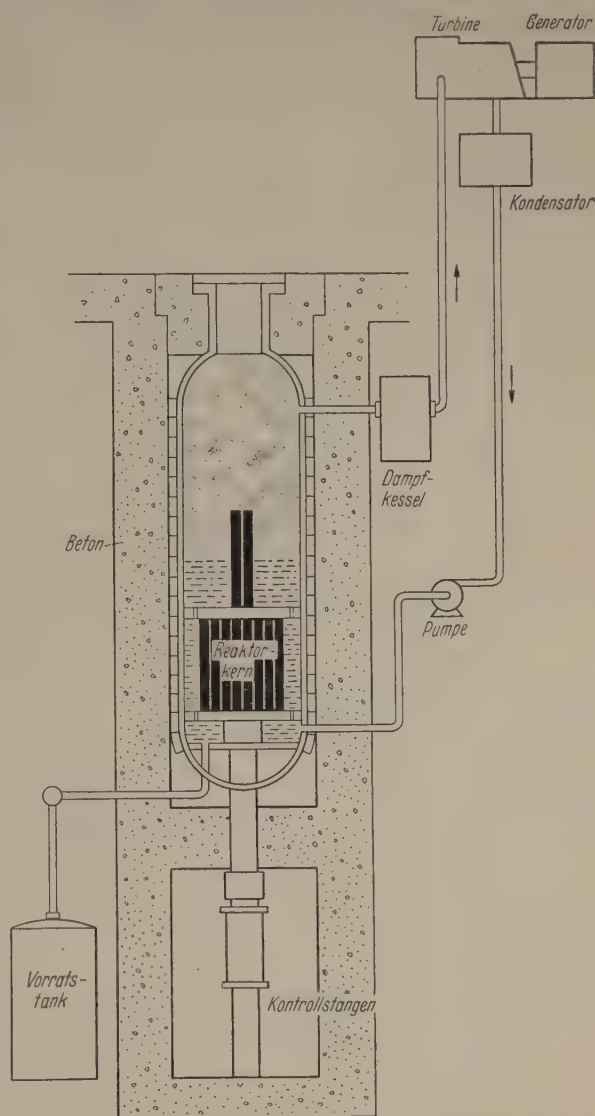


Abb. 18. Schema des Boiling-Water-Reaktors (aus A. M. WEINBERG [32]).

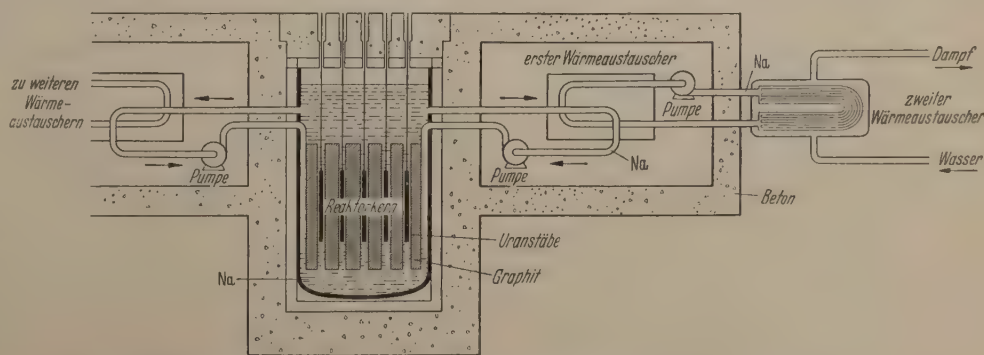


Abb. 19. Schema des Natrium gekühlten Reaktors mit angereichertem Uran (aus A. M. WEINBERG [32]).

Röhrensystem umläuft¹. Man könnte das System also als inversen Water Boiler kennzeichnen. Der

¹ Anm. bei der Korrektur: In Genf beschrieb W. H. ZINN Reaktoren dieses Typs mit metallischen U²³⁵ (90%) in Form einer U-Al-Legierung in Al-Gehäuse mit Dampfkanälen.

bereits erwähnte Großversuch der General Electric wird dieses System mit dem Dual-Prinzip kombinieren.

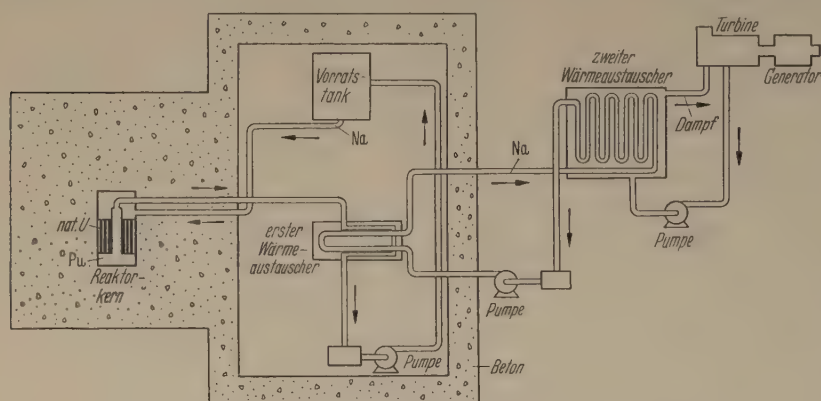


Abb. 20. Schema des zweiten Brüter-Experiments (aus A. M. WEINBERG [32]).

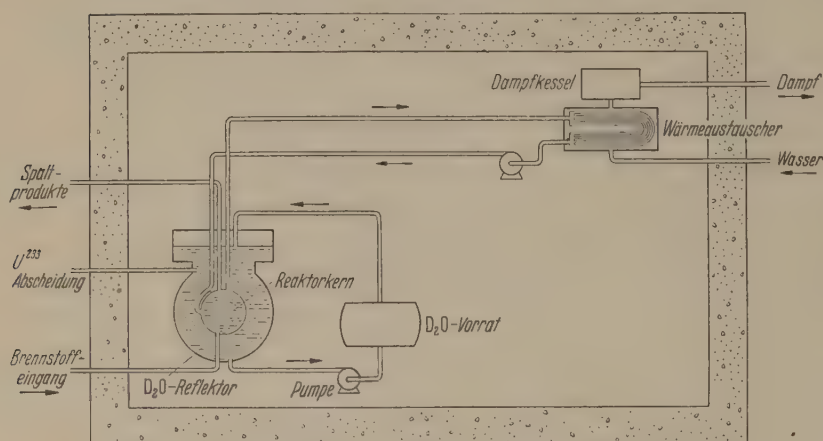


Abb. 21. Schema des homogenen Reaktors mit D₂O-Reflektor (aus A. M. WEINBERG [32]).

Tabelle 11. Schätzung des Weltenergie-Verbrauches
(nach P. PUTNAM [33]).

Weltverbrauch	total	jährliches Mittel
vom Jahre 1 bis 1860	6–9 Q	0,0005 Q
1860–1947	4 Q	0,05 Q
1947		0,1 Q
Schätzung: 1950–2000	20 Q	0,4 Q
„ 2000–2100	100 Q	1,0 Q

$$1 \text{ Q} = 2,5 \cdot 10^{20} \text{ cal}$$

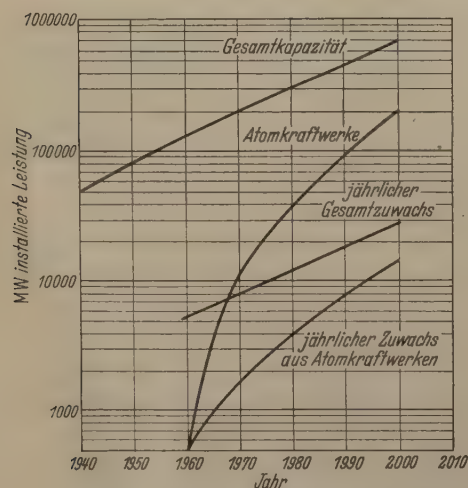


Abb. 22. Amerikanische Planung der Energieversorgung
(nach R. P. PETERSEN [33]).

Das Prinzip des Versuchsreaktors der North American Aviation Inc. zeigt Abb. 19. Er dient vornehmlich der praktischen Erprobung der Metall-Kühlung.

Er bekommt einen doppelten Natrium-Wärmeaustauscher, um Radioaktivität von der eigentlichen Dampferzeugung mit Sicherheit fernzuhalten. Er soll ohne Dampfverwertung nur als Reaktor-Experiment gebaut werden.

Das Brüter-Experiment des 5-Jahres-Planes zeigt Abb. 20. Es handelt sich um die Fortentwicklung des ersten Brüters, also um ein einfacheres Modell als den oben beschriebenen Brookhaven Reaktor. Es soll ein Plutonium-Reaktor-Kern ohne Moderator mit einem Mantel aus natürl. Uran oder aus bereits an Uran²³⁵ armen Uran verwendet werden. Dieser schnelle Reaktor benutzt ebenfalls Natrium-Kühlung. Er hat augenscheinlich die Aufgabe, Uran, das in anderen Reaktoren bereits benutzt wurde, weiter zu verwenden.

Der homogene Reaktor des Planes schließlich ist in Abb. 21 wiedergegeben. Er ist eine vergrößerte Form des Water Boilers. Es wird wieder eine wäßrige Lösung von Uranyl-Sulfat benutzt, aber hier ist ein Reflektor aus schwerem Wasser vorgesehen, ebenso ein Umlauf der Brennstofflösung mit der Möglichkeit der Reinigung. Kontrollstäbe sind nicht mehr nötig. Der Reaktor regelt sich selbst durch den bereits erwähnten Temperaturgang der Reaktivität. Wenn dem D₂O des Mantels Thorium zugesetzt oder ein Thorium-Mantel statt D₂O angebracht wird, muß sich ein Thorium-Brüter ergeben, wie er als letzte Stufe des 5-Jahres-Planes vorgesehen ist.

Interessanter als ein Ausblick in die Zukunft des Elektrizitätswerkes, der hier eigentlich anzuschließen wäre, ist ein allgemeiner Aspekt, der sich auf den gesamten Energiebedarf der Erde und die erschließbaren Energiequellen bezieht. Es ist hierüber auf Anregung der AEC ein Buch von PUTNAM [33] herausgekommen, nach dessen Angaben die in Tabelle 11 gezeigte Statistik zusammengestellt ist. Nimmt man an, daß die Steigerung des jährlichen Energiebedarfs auch nur im gleichen Tempo zunimmt, wie etwa seit Beginn dieses Jahrhunderts, so liegt der Schluß nicht fern, daß die auf Kohle und Öl beruhenden Energiequellen in heute bereits absehbarer Zeit zu Ende gehen müssen, wobei noch nicht in Betracht gezogen ist, daß man Kohle in erhöhtem Maße für Veredelungsprozesse, zur Herstellung von Kunststoffen oder von Treibstoffen notwendig brauchen wird. Es muß die Zeit kommen, die das Verbrennen der Kohle als äußerst unwirtschaftlich ansehen wird. Aus diesen Überlegungen heraus werden in USA sowie in England und zunehmend auch in anderen Ländern, wie in der Schweiz, Holland, Schweden, Japan, Norwegen und Frankreich usw. Erwägungen angestellt, den zu-

sätzlichen Bedarf elektrischer Energie aus Kern-Reaktoren zu gewinnen. Der diesbezügliche englische Plan [33] ist bereits im Parlament genehmigt. Die amerikanische Planung ergibt sich aus Abb. 22.

Literatur. [1] JOOS, G.: Lehrbuch der theoretischen Physik, 8. Aufl. 1954; HALLIDAY, D.: Introductory Nuclear Physics 1950; FINKELNBURG, W.: Einführung in die Atomphysik, 3. Aufl. 1954; Annual Review of Nuclear Science, Bd. 1 bis 4, 1952—1954; FRISCH, O. R.: Progress in Nuclear Physics, Bd. 1 bis 4, 1950—1955; SEGRÉ, E.: Experimental Nuclear Physics, Bd. 1 und Bd. 2, 1953; KAPLAN, I.: Nuclear Physics for Engineers, 1952; RIEZLER, W.: Einführung in die Kern-Physik, 5. Aufl. 1953. — [2] GOODLET, B. L.: The outlook for economic nuclear power; *Atomics*, Dez. 1953, S. 311. — [3] Neutron Cross Sections AECU-2040, 1952; AUCLAIR, J. M., P. HUBERT et G. VENDRYS: *J. Nucl. Energy* 1, 306 (1955). — [4] SMALL, V. G.: *J. Nucl. Energy* 1, 319 (1955); POPOVIĆ, D.: *J. Nucl. Energy* 1, 286 (1955); POOL, M. L. and D. N. KUNDU: Chart of Atomic Nuclei, Jan. 1955. — [5] FERMI, E.: *Science* 105, 27 (1947); WIRTZ, K.: *Naturwiss.* 41, 269 (1954), *Z. VDI* 96, 733 (1954). — [6] MURRAY, R. L.: Introduction to Nuclear Engineering, 1954. — [7] SOODAK, H. and E. C. CAMPBELL: Elementary Pile Theory, 1950; STEPHENSON, R.: Introduction to Nuclear Engineering, 1954; GLASSSTONE, S. and M. C. EDLUND: Nuclear Reactor Theory, 1952; GOODMAN, C.: Introduction to Pile Theory, 2 Bde, 2. Aufl. 1952; HUGHES, D. J.: Pile Neutron Research; LAPP, R. E. and H. L. ANDREWS: Nuclear Radiation Physics, 2. Aufl. (1954). — [8] LANSING, N. F.: A survey of reactor types, Oak Ridge Summer Symposium, TID — 5031, 422 (1951). — [9] RAMSAY, M. E. and C. D. CAGLE: Nuclear Engineering, Part I, 149 (1954). — [10] *Nucleonics* 12, 45ff. (1954); GITZEN-DANNER, L. S., W. A. HARTMANN, G. H. LITNER and H. M. STEVEN: General-Purpose Overhead Manipulator, Nuclear Engineering, Part III, 18 (1954). — [11] EKLUND, S.: Nuclear Engineering, Part I, 189 (1954); *J. Nuclear Energy* 1, 93 (1954); GILL, J. P.: Design for a High-Performance Research Reactor, *Nucleonics*, 12, 9, 36 (1954); HUFFMAN, J. R.: *Nucleonics*, 12, 4, 21 (1954); UNTERMYER, S.: Plans for the new Argonne Research Reactor CP-5, *Nucleonics* 12, 1, 12 (1954); KOWARSKI, L.: The Future of Heavy-Water Reactors, *Nucleonics* 11, 12, 10 (1953), 12, 8, 8 (1954); GRAY, J. L.: *Engineering Journ.* 36, 1269 (1954); PARKINS, W. E.: Nuclear Engineering, Part III, 53 (1954); HANSON, G. H., A. V. GRIMAUD and K. A. MCCOLLOM: Nuclear Engineering Part III, 149 (1954); JUNEY, E. T.: Nuclear Engineering Part III, 191 (1954); WENT, J. J. and H. DE BRUYN: Nuclear Engineering Part II, 120, (1954) *Nucleonics* 12, 16 (1954). — [12] PERSSON, R.: *Nucleonics* 12, 10, 26 (1954). — [13] HANLE, W.: Künstliche Radioaktivität, 2. Auflage 1952. SHEPHERD, R. L., R. D. SMITH, J. E. R. HOLMES, H. ROSE and D. D. McVICAR: Nuclear Engineering Part I, 1, (1954). — [14] KUNSTADTER, J. W., J. J. FLOYD and L. B. BORST: *Phys. Rev.* 91, 594 (1953). — [15] FAYRAM, R. A. and K. BERNSTEIN: Nuclear Engineering, Part II, 244 (1954); RUMSEY, V. H.: *J. appl. Phys.* 25, 1395 (1954); ERGEN, W. K.: Kinetics of the Circulating-Fuel Nuclear Reactor, ebenda, S. 702; LIPKIN, H. J.: *J. Nuclear Energy* 1, 203 (1954); FLECK, J. A., JR.: *Nucleonics* 12, 10, 52 (1954); GAUS, H. und R. SCHULTEN: Über den Zusammenhang der Temperatur und der Leistung eines Reaktors mit der Reaktivität und der Kühlung, *Z. Naturforsch.* 9a, 964 (1954); SCHULTEN, R. und H. GAUS: *Z. Naturforsch.* 9a, 12, 1039, 1954. — [15] ROBINSON, L. B.: *J. appl. Phys.* 26, 52 (1955); u. 25, 516 (1954). — [16] TARABA, F. R.: *Nucleonics* 12, 8, 50 (1954); BOGAARDT, M. and M. BUSTRAAN: *Nucleonics* 12, 12, 32 (1954). — [17] KASTEN, P. R.: Nuclear Engineering,

Part I, 229 (1954); BEALL, S. E. and C. E. WINTERS: *Chem. Eng. Progress* 50, 256 (1954); WEINBERG, A. M.: Atomic Industrial Forum Inc. S. 26, Juli 1954; CHALKER, R.: *Science*, 119, S. 9 (1954); REMLEY, M. E.: *Science* 119, 21 (1954). — [18] BROWNELL, L. E.: University of Michigan Extension Service; WIDDOES, L. C.: Nuclear Engineering, Part I, 195 (1954); KRAUSE, E. H.: Nuclear Engineering, Part I, 203 (1954). — [19] WEILLS, J. T.: Nuclear Engineering, Part I, 213 (1954). — [20] TRIMMER, J. D.: Oak Ridge Summer Symposium, TID — 5031, 311 (1951); BONNAIRE, P., P. BRAFFORT, I. PELCHOWITCH et J. WEILL: *J. Nucl. Energy* 1, 24 (1954); BINNS, J. E.: *Electronics* 26, 130 (1953); SCHULTZ, M. A. and J. C. CONNOR: *Nucleonics*, 12, 2, 8, (1954); WADE, E. J. and R. S. STONE: *Nucleonics* 13, 4, 28 (1955); MURRAY, R. L. and J. W. NIESTLIE: *Nucleonics* 13, 2, 18 (1955). — [21] HAFSTAD, L. R.: The program in broad perspective; STARR, CH.: The sodium-graphite approach; WEAVER, CH.: The pressurized water approach; WEINBERG, A. M.: The homogeneous approach; ZINN, W. H.: The boiling water and breeder approaches; sämtlich in: Atomic Industrial Forum, Inc. 1954; STERN, TH.: Nuclear Engineering Part I, 177, (1954); ABBOT, W. E.: *Chem. Eng. Progress* 50, 245 (1954); WEIL, G. L.: A prospectus for development of Atomic power through a single purpose experimental industrial reactor (SPEIR), Joint Committee on Atomic Energy, 82d USA Congress 2d Session 1952; McCUNE, F. K.: The approach of the General Electric Co., Atomic Industrial Forum, Inc. July 1954; SMYTH, H. D.: *Elect. Engin.* 73, 498 (1954); COCKCROFT, J.: Nuclear Reactors and their Applications, *Proc. Inst. Electr. Eng.* 100 (Part I), 123 (1953); HINTON, C. H.: Nuclear Reactors and Power Production, *Atomics* 5, 147 und 174 (1954). — [22] CHALKINS, V. P.: *Nucleonics* 12, 9, 3 (1954), Nuclear Engineering, Part II, 28 (1954); SUTTON, R. C. and D. O. LEESER: Nuclear Engineering, Part II, 208, 1954. — [23] MILES, F. T. and J. KAPLAN: Nuclear Engineering, Part I, 159 (1954). — [24] LALIVE, J. und W. LÜTHI: *Brown Boveri Mitt.* 41, 101 (1954). — [25] TROCKI, TH. and D. B. NELSON: *Mech. Eng.*, 472 Juni (1953); ROY, G. M. and G. L. LOCKE: *G. E. Review*, 49 (1954); PALADINO, N. J. *Am. Soc. Mech. Eng.*, Paper No 54-SA-58 (1954); MILLER, D. R. and W. E. COOPER: *Am. Soc. Mech. Eng.*, Paper No 54-SA-75 (1954). — [26] SAVAGE, H. W. and W. G. COBB: Nuclear Engineering, Part III, 171 (1954); SIMONS, E. M. and J. H. STANG: Nuclear Engineering, Part I, 139 (1954). — [27] HICKEY, J. S.: *J. appl. Phys.* 24, 1312 (1953); Heat Transfer Symposium, University of Michigan, Eng. Res. Ind. 1953; DWYER, O. E.: Nuclear Engineering, Part I, 75 (1954), *Nucleonics*, 12, 7, 30 (1954); DURHAM, F. P.: *Nucleonics* 13, 5, 42 (1955). — [28] UNTERMYER, S.: *Nucleonics* 12, 7, 43, 1954. — RENNIE, C. A.: *J. Nuclear Energy* 1, 39 (1954), Nuclear Engineering, Part II, 222 (1954); LICHTENBERGER, H. V.: Nuclear Engineering, Part III, 139 (1954). — [30] WILLIAMS, C. and F. T. MILES: Nuclear Engineering, Part I, 245 (1954), *Nucleonics* 12, 7, 11 (1954); TEITEL, R. J., D. H. GURINSKY and J. S. BRYER: *Nucleonics* 12, 7, 14 (1954); BARCIS, D. W., R. H. WISWALL JR. and W. E. WINSCH: *Nucleonics* 12, 7, 16 (1954); RASEMAN, C. and J. WEISMAN: *Nucleonics* 12, 7, 20 (1954); MILES, F. T., R. H. WISWALL, R. J. HEUS and L. P. HATCH: A Continuously Separating Breeder *Nucleonics* 12, 7, 26 (1954). — Power cost: *Nucleonics* 12, 8, 50 (1954); LANE, J. A.: *Nucleonics* 13, 1, 24 (1955). — [32] WEINBERG, A. M.: *Scientific American* 191, 6, 33 (1954). — [33] PETERSEN, R. P.: Products required by reactors and related facilities, Atomic Industrial Forum, Inc. S. G-3, Mai 1954; PUTNAM, P. C.: Energy in the future, 1953; A programme of nuclear power, Her Majesty's stationery office, London, Febr. 1955.

Dr. P. R. ARENDT, Frankfurt/Main, Lessingstr. 10.

Buchbesprechungen

Granowski, W. L.: Der elektrische Strom im Gas. Band 1: (Allgemeine Probleme der Elektrodynamik der Gase.) Berlin: Akademie-Verlag 1955. 484 S. u. 276 Abb. Geb. DM 44.—.

Das vorliegende Buch ist eine gute deutsche Übersetzung eines 1951 im Staatsverlag für technische und theoretische Literatur Moskau-Leningrad erschienenen Buches des bekannten russischen Entladungsphysikers W. L. GRANOWSKI. In seiner Anlage und Zielsetzung erinnert dieser Band etwas an „Engel-Steenbeck“ Bd. 1. übertrifft diesen aber weit an Umfang und Tiefe. Die wesentlichsten Gegenstände dieses Buches sind: Bewegung, Erzeugung und Vernichtung von Ladungsträgern, sowie aller Arten von Elementarprozessen, die sich in elektrischen Entladungen abspielen können. Ein besonders umfangreiches Kapitel ist der Geschwindigkeitsverteilung von Elektronen in Entladungsplasmen, sowie der dazugehörigen Sondenmeßtechnik gewidmet. Nicht ganz harmonisch an den Hauptteil des Buches schließt sich ein Abschnitt über „Energieformen des elektrischen Stromes im Gas“, sowie über die „äußere elektrische Charakteristik des Stromes im Gas“ an. (Offenbar das Spezialgebiet von GRANOWSKI). Alle theoretischen Ableitungen sind aufbauend auf den allgemeinen Grundlagen der Elektrodynamik, der Gas kinetik und der Quantentheorie sehr ausführlich und gut lesbar. In zahlreichen Abbildungen und (manchmal etwas zu kleinen) Diagrammen werden experimentelle Verfahren und Meßergebnisse übersichtlich erläutert. Im Vergleich zu „Engel-Steenbeck“ hat dieses Buch weit weniger den Charakter eines Lehrbuches und ist im Hinblick auf die rund 700 Literaturzitate, die sich auf etwa 1000 Publikationen beziehen, mehr nach Art eines Handbuches geschrieben. Bei der Durchsicht der Zitate, welche bis etwa Kriegsbeginn mit sehr großem Fleiß gesammelt sind, fällt auf, daß von etwa 1940 ab russische Zitate stark hervortreten und deutsche Arbeiten nicht mehr berücksichtigt sind. Als einen gewissen Mangel wird man es daher empfinden, daß bei dem Alter des Buches von 4 Jahren auch noch gewisse Lücken in der neueren Literatur vorhanden sind. Es ist schwerer zu lesen als etwa „Engel-Steenbeck“ und erfordert neben einer theoretisch-physikalischen und mathematischen Vorbildung auch einige Spezialerfahrungen auf dem Gebiet der elektrischen Entladungen. Das Buch wendet sich daher in erster Linie an Physiker und Ingenieure, welche mit elektrischen Entladungen mittelbar oder unmittelbar zu tun haben. Für diesen Leserkreis ist es aber von großem Wert, und die Anschaffung dieses ebenso gründlichen wie umfassenden Werkes kann dringend empfohlen werden. Druck, Papier und Ausstattung des Buches sind gut.

H. FETZ.

Wilson, E. Bright, jr., J. C. Decius, Paul C. Cross: Molecular Vibrations. The Theory of Infrared and Raman Vibrational Spectra. XI und 388 Seiten. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York Toronto London 1955. Geb. Dollar 8.50.

Die ersten 4 Kapitel des Buches geben einen Überblick über die Entstehung und grundsätzliche Deutung der ultraroten und Raman-Spektren von Molekülen durch die klassische und Quantenmechanik; es werden die Normalkoordinaten und Normalschwingungen eingeführt und die Auswahlregeln und die Bestimmung der Linienintensitäten erörtert. Weitere drei Kapitel behandeln die Symmetrien der Molekülgestalt und der Molekülschwingungen. Die mathematische Grundlage dieser Betrachtungen, die Gruppentheorie, wird soweit entwickelt, wie es für die Ableitungen der wichtigsten Gesetze und die Beherrschung der Berechnungsmethoden für Molekülschwingungen nötig ist. Die Abschnitte bilden eine für den Physiker sehr geeignete und bequeme Einführung in die Gruppen- und Darstellungstheorie, weil alle abstrakten Sätze durch Beispiele und Anwendungen auf Moleküle illustriert werden. Den Inhalt der letzten Kapitel bilden: molekulare Kraftsysteme, Methoden zur Lösung der Säkulargleichung, eine Anwendung der entwickelten Methoden auf das Benzolmolekül und schließlich das Zusammenwirken von Schwingung und Rotation.

Ein umfangreicher Anhang enthält Ableitungen, die im Text übergangen sind und Tabellen der Punktgruppen mit

ihren Untergruppen, Charakteren und irreduziblen Darstellungen.

Das Buch ist als eine Einführung in die Methoden zur Berechnung und Verwertung der reinen Schwingungsspektren von Molekülen und als Hilfsmittel bei der Anwendung dieser Methoden gedacht und erfüllt diesen Zweck in einer für die meisten Leser sehr geeigneten Weise. Spezielle Moleküle werden nur als Beispiele behandelt. Die Zielsetzung ist demnach eine andere als bei dem Buch von G. HERZBERG „Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules“, das einen weitgehenden Überblick über die vorliegenden experimentellen Ergebnisse gibt und in den theoretischen Abschnitten das Hauptgewicht auf eine elementare leicht faßliche Darstellung legt.

G. HETTER.

Sonntag, R.: Aufgaben aus der Technischen Mechanik. Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer 1955. 209 S. und 324 Abb. Geb. DM 19.50.

Die Kenntnis der Gesetze der Mechanik allein reicht in der technischen Praxis nicht aus; man muß sie auch anzuwenden verstehen. Dieses Können erwirbt man sich durch Ausübung an Hand vielfältiger Beispiele. Die vorliegende Aufgabensammlung hat nach Absicht des Verfassers den Zweck, durch ausführliche Besprechung von zahlreichen aus der technischen Praxis stammenden Fragestellungen dem Interessierten die Anwendungsmöglichkeiten der elementaren Lehren der Mechanik auf den Gebieten der graphischen Statik, Festigkeitslehre und Dynamik aufzuzeigen. In diesem Sinne kann das Buch auch empfohlen werden.

H. STEFANIAK.

Möller, H. G.: Die physikalischen Grundlagen der Hochfrequenztechnik. III. Auflage. 1. Band von Lehrbuch der drahtlosen Nachrichtentechnik. Herausgegeben von N. v. KORSHENESKY und W. T. RUNGE. Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer 1955. 261 Seiten mit 288 Abb. Geb. DM 29.40.

Der Verfasser sagt am Ende seines Vorwortes: „Ich würde mich freuen, wenn der Leser nach dem Durcharbeiten des Buches sagen würde: ‚Mühsam war die Arbeit ja, aber Ansätze finden habe ich gelernt und auch noch einige Kenntnisse auf dem Hochfrequenzgebiet erworben.‘“ Diese mühsame Arbeit hat aber der Verfasser in glänzender Weise erleichtert. Durch die ausgezeichnete didaktische Darstellung und die Anführung vieler in Zahlen gegebener Rechenbeispiele. Dazu kommt noch ein Schlußkapitel über mathematische Hilfsmittel, bei dem nur die Kenntnis der Differential- und Integral-Rechnung vorausgesetzt wird. Besonders hervorzuheben ist die eingehende Behandlung der Meßtechnik in den jeweiligen Kapiteln. Das Buch ist aber nicht nur für den Anfänger, der sich in die Hochfrequenztechnik einarbeiten will, geeignet, sondern auch der Erfahrene wird es gern in die Hand nehmen und vor allem das Kapitel über Halbleiter und ihre Anwendung in Detektoren und Transistoren, sowie die Behandlung der Mikrowellen und der Funkmeßtechnik begrüßen. Die vielen Abbildungen, Schaltpläne und Diagramme, sowie die übersichtliche Einteilung erleichtern die Arbeit in diesem Buche in besonderer Weise und unterstützen die Absicht des Verfassers den Leser in die Grundbegriffe der Hochfrequenztechnik einzuführen und ihre mathematische Formulierung zu lehren.

E. LUTZE.

Hartmann, H.: Die Chemische Bindung. Drei Vorlesungen für Chemiker. Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer 1955. 105 S. u. 57 Abb. DM 9.80.

Es gibt eine ganze Reihe von Büchern, die die Theorie der chemischen Bindung behandeln. Sie alle stellen gewisse Anforderungen an die mathematische Vorbildung des Lesers, besonders da sie meist die Elemente der Quantenphysik über die SCHRÖDINGERSche Gleichung einführen. Ihre Verbreitung beim Chemiker, der sich besonders für die Theorie der chemischen Bindung interessiert, ist daher nur gering.

HARTMANN schlägt einen anderen Weg ein, indem er die korpuskulare Beschreibung durch die undulatorische ersetzt und damit erreicht, daß die chemische Bindung ein schon klassisch verständliches Phänomen darstellt. HARTMANN.

betont selbst die didaktische Bedeutung dieses Weges und man kann ihm völlig beipflichten, daß ein großer Teil der Schwierigkeiten für das Verständnis der chemischen Bindung überwunden wird. Das Buch ist in sich völlig logisch aufgebaut und es wird jedem Chemiker bei einigermaßen ernsthaftem Studium gelingen, die wesentlichsten Ergebnisse der Quantenchemie wenigstens ihrem physikalischen Inhalt nach zu verstehen. Das Wesen der ψ Funktion, das Aufbauprinzip des Periodensystems der chemischen Elemente, die covalente Bindung, die Bindungsformen des Kohlenstoffatoms nebst der Stereochemie erstehen vor dem Leser in klarer und ansprechender Form. Die KOSSELSchen und MAGNUSSchen Überlegungen zur Theorie der anorganischen und Komplex-Verbindungen zeigen sich als Folge der Quantengesetze bei den Atomen. Auf leicht faßliche Weise folgt bei der Behandlung der Moleküle z. B. der Paramagnetismus des Sauerstoffmoleküls und schließlich werden bei den Molekülen der organischen Chemie Bindungsfestigkeit, Resonanzenergie und Mesomerie in klarer und kritischer Weise besprochen. Zum Schlusse folgt kurz, aber das Wesentliche klar herausarbeitend, einiges über die metallische Bindung und über Stoßkomplexe bei chemischen Reaktionen.

Das Buch sucht von Anfang an herauszustellen, auf welchen Grunderscheinungen der Natur und welchen Hypothesen sich das Gebäude der Theorie der chemischen Bindung erhebt. Das zeigt sich schon in der vorsichtigen Verwendung von Begriffen, die entweder korpuskular oder wellenmechanisch vorbelastet sind. An allen Stellen merkt der Leser, daß das Buch von einem Forscher geschrieben ist, dem die Theorie ebenso wie das chemische und physikalische Experiment tägliches Handwerkszeug bedeutet. Der Studierende der Chemie und Physik, aber auch der ältere Industriechemiker, der die fortschreitende Durchdringung seines Faches mit den Ergebnissen der modernen Physik ohne schweres mathematisches Rüstzeug verfolgen will, wird das Büchlein mit Nutzen und Genuß zur Hand nehmen.

G. SCHEIBE.

Stille, U.: Messen und Rechnen in der Physik. (Grundlagen der Größeneinführung und Einheitsfestlegung, Braunschweig: Friedr. Vieweg & Sohn 1955, 6 Abb. 54 Tab., 35 Tafeln. VIII und 416 Seiten. Geb. DM 48.—.

Der 1. Teil des Buches umfaßt eine allgemeine Theorie der physikalischen Grundgrößenarten und abgeleiteten Größenarten, ihrer Dimensionen und ihrer Einheiten, sowie der zwischen den Größen bestehenden mathematischen Beziehungen, die als Größengleichungen bezeichnet werden. Der Verfasser holt hier weit aus und bringt, nach der Festlegung der nicht immer im gleichen Sinne benutzten Begriffe, die Ergebnisse der rein theoretischen Überlegungen von E. FÜES über die Höchstzahl der einzuführenden Grundgrößenarten und setzt sich ausführlich mit R. FLEISCHMANNs gruppentheoretischen Betrachtungen über die Auswahl, die Festlegung und die gegenseitigen Beziehungen der Grund- und abgeleiteten Größenarten auseinander.

Die folgenden 4 Buchteile behandeln nun getrennt für die einzelnen Gebiete der Physik, für die Mechanik, die Wärme einschließlich Wärmestrahlung, die Elektrizität, die Akustik und die optische Strahlung, die Probleme der in diesen Gebieten benutzten oder auch nur möglichen Größen- und Einheitensysteme. Den größten Raum nimmt hier naturgemäß das Gebiet der Elektrizität ein mit seinen rationalen und nicht-rationalen Größendefinitionen, den Systemen mit drei, vier und fünf Grundgrößen und den zugehörigen Einheitensystemen.

Im letzten Teil werden die Konstanten der Physik, ihre Zahlenwerte und ihre Umrechnung auf verschiedene Einheiten ausführlich diskutiert.

Es folgen 35 Tafeln: Formelzeichen, Dimensionsprodukte der Größenarten in den auf verschiedene Grundgrößenarten bezogenen Systemen und die Umrechnungsfaktoren auf andere Systeme in den verschiedenen Gebieten, internationale Atomgewichte, Zahlenwerte von Eigenschaften von Standard-Substanzen und allgemeine Konstanten der klassischen und Atomphysik.

Das Buch stellt nicht nur ein überaus nützliches und umfassendes Nachschlagewerk zur schnellen Orientierung über die verschiedenen Größen und Einheitensysteme, die Umrechnungsfaktoren von Zahlenwerten und Einheiten und über grundsätzlich wichtige Konstanten der Physik dar, sondern bildet auch in seinem I. Teil und den grundlegenden Kapiteln der folgenden 4 Teile eine systematische Einführung in das Gebiet der Größen- und Einheitensysteme,

wie sie in dieser Ausführlichkeit und Vollständigkeit verbunden mit einer objektiven Kritik aller Vorteile und Nachteile der einzelnen Systeme bisher nicht existiert.

G. HETTNER.

Petrovsky, I. G.: Lectures on Partial Differential Equations. New York, London: Interscience Publishers 1954. 245 S. und 17 Abb. \$ 5,75.

Der Verfasser, der auf dem Gebiet der Differential- und Integralgleichungen einen internationalen Ruf besitzt, hat das Lehrbuch in Anlehnung an seine Vorlesungen an der Moskauer Universität aufgebaut. Die Übersetzung des 1950 in russischer Sprache erschienenen Buches durch A. SHENITZER ist gut gelungen und hat Ausdruck sowie Symbolik völlig dem angelsächsischen Gebrauch angepaßt.

Behandelt werden hauptsächlich partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung, vor allem die physikalisch bedeutsamen linearen, ferner gewisse Differentialgleichungssysteme. Die systematische Einteilung des Stoffes geschieht wie üblich: Im ersten Kapitel erfolgen Einführung, Klassifikation und Existenzsätze (CAUCHYSches Problem, CHAUCHY-KOWALEWSKISches Theorem, Charakteristiken, Eindeutigkeit der Lösung, Reduktion und kanonische Form). Das zweite Kapitel ist den hyperbolischen Gleichungen und ihren Anwendungen gewidmet (CAUCHYSches Problem für nicht-analytische Funktionen, Wellengleichung, LORENTZ-Transformation, hyperbolische Systeme, Schwingungen, gemischte Anfangs- und Randwertprobleme, Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen, Orthogonalfunktionen, Eigenfunktionen). Im dritten Kapitel werden die elliptischen Gleichungen unter besonderer Berücksichtigung der Potentialgleichung behandelt. (DIRICHLETSches Problem, Existenz der Lösung, harmonische Funktionen, Potentialtheorie, die verschiedenen Randwertprobleme. Überblick über die allgemeinen elliptischen Gleichungen). Im letzten Kapitel folgt das Wesentlichste über parabolische Gleichungen samt Anwendung auf die Wärmeleitungstheorie.

Die Darstellung ist klar und leicht verständlich, fast durchwegs nach den Bedürfnissen der Physik ausgerichtet, trotzdem aber auch in mathematischer Hinsicht exakt. Begrüßenswert sind zahlreiche Hinweise auf neuere Forschungsergebnisse, vor allem bei den Existenzbeweisen, und viele eingestreute Beispiele. Ein gewisser Nachteil ist das Fehlen eines Sachverzeichnisses.

Das Buch ist für Studierende der Physik und Mathematik ein gutes Hilfsmittel.

R. ALBRECHT.

Proceedings of the International Conference of Theoretical Physics. Kyoto & Tokyo, September 1953. XXVIII und 942 Seiten. Published by the Organizing Committee International Conference of Theoretical Physics Science Council of Japan Ueno Park. Tokyo 1954. DM 42.—.

Dieser stattliche Band bringt den vollen Wortlaut der auf der internationalen Tagung über theoretische Physik in Kyoto und Tokyo im September 1953 in englischer Sprache gehaltenen 124 Vorträge nebst den anschließenden Diskussionen. Diese Vorträge wurden an 5 Sitzungstagen, meist in 3 Parallelsitzungen gehalten. Die eine Sitzungsreihe befaßte sich mit Feldtheorie, kosmische Strahlung, Elementarteilchen, Kernkräften, β -Zerfall und Schalenstruktur der Kerne, die beiden anderen Sitzungsreihen hauptsächlich mit statistischer Mechanik, Molekülen, Festkörperphysik, flüssigem He und Supraleitung. So stellt der Inhalt der Vorträge und Diskussionen einen Querschnitt fast durch die gesamte theoretische Physik dar und gibt ein lebendiges Bild der Aussichten und Schwierigkeiten der Theorie, gezeichnet von den besten Kennern der einzelnen Spezialgebiete. Von Vortragenden seien nur genannt: YUKAWA, PIERLS, TOMONAGA, SCHIFF, BOFF, C. BLOCH, J. E. MAYER und M. GOEPPERT-MAYER, WIGNER, KIRKWOOD, PRIGOGINE, MOTT, SEITZ, MULLIKEN, VAN VLECK, ONSAGER, SLATER, NÉEL, H. FRÖHLICH, GORTER, FEYNMAN, HEITLER, WHEELER, BHABHA, WENTZEL.

Interessant ist auch das Vorwort, das über die Beschaffung und die Spender (hauptsächlich Japanische Regierung, UNESCO, Rockefeller-Institution) der sehr erheblichen Mittel Aufschluß gibt, die für die Organisation der Tagung und für die Unterbringung und die weiten Reisen der Teilnehmer erforderlich waren, und der ausführliche Bericht über den Verlauf der Tagung, der die Vor- und Nachkonferenzen, die Eröffnungssitzung, die Exkursionen, das Damenprogramm und die gesellschaftlichen Veranstaltungen aufzählt oder näher beschreibt.

G. HETTNER.

Alexander, P. and R. F. Hudson: *Wool, its Chemistry and Physics*. London: Chapman & Hall LTD 1954. Mit zahlreichen Abb. Geb. DM S. 45

Trotz der großen Zahl synthetischer Fasern behält die Wolle immer noch ihre große Bedeutung in der Textilindustrie. Das vorliegende Buch stellt eine sehr sorgfältige Zusammenstellung der neueren Kenntnisse über die Wollfaser dar. Es werden die morphologische Struktur, Oberflächen- und mechanische Eigenschaften der Faser behandelt, Erscheinung der Sorption und Quellung, ferner der Diffusion. Die charakteristischen Eigenschaften der Faser als Träger von sauren und basischen Gruppen und der Ionenaustausch im Zusammenhang mit Färbegleichgewichten sind in einem besonderen Kapitel enthalten. Die chemische Reaktionsfähigkeit einschließlich der Eigenschaften der Di-sulfid-Bindungen und der Lösung und Neubildung von Bindungen wird eingehend behandelt.

Schließlich ist in zwei Abschnitten auf die heutige Kenntnis der chemischen Zusammensetzung und der Stereochemie der Eiweißmoleküle, die die Wollfaser bilden, eingegangen, wobei auch die neueren röntgenographischen Untersuchungen von ASTBURY, PAULING und COREY u. a. behandelt werden. Jedem Kapitel sind ausführliche Literaturverzeichnisse angefügt, ferner enthält das Buch ein Autoren- und ein eingehendes Sachverzeichnis. Dem Textilingenieur bietet das Buch wertvolle Anregungen und ermöglicht ihm, sich über die angelsächsische Literatur zu orientieren.

G. SCHEIBE.

Landolt-Börnstein: *Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik*. 6. Aufl. IV. Band, 1. Teil: *Stoffwerte und mechanisches Verhalten von Nichtmetallen*. XVI, 881 S. mit 1104 Abb. Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer 1955. Geb. DM 288.—

Sonderdruck L. SCHILLER (unter Mitwirkung von H. W. HAHNEMANN, W. KRAUS, W. LINKE, A. NAUMANN): *Strömung durch Rohre, Umströmung von Körpern bei zweidimensionaler Strömung, Umströmung von Körpern bei räumlicher Strömung*.

Das Erscheinen der vorliegenden Beiträge des bekannten Handbuches wird sicher von allen Praktikern, die auf dem Gebiete der Strömungsmechanik zu tun haben, sehr begrüßt werden, denn sie enthalten eine Fülle von — meist experimentell gewonnenen — Zahlenwerten in Tabellen- oder Kurvenform, die sonst nur im Spezialschrifttum verstreut aufzufinden sind.

Im einzelnen findet man:

Strömung durch Rohre: Bezeichnungen und Definitionen; Widerstand in geraden, glatten Rohren von Kreisquerschnitt; Widerstand in Rohren verschiedener Querschnittsform; Widerstand in erweiterten, verengten und gekrümmten Rohren; Widerstand in Krümmern, Formstücken, Verzweigungen; Widerstand rauher Rohre; Beiwerte von Düsen und Blenden; Geschwindigkeitsverteilung in Strömungen; Verhalten pulsierender Ströme. Umströmung von Körpern bei zweidimensionaler Strömung: Definitionen, Widerstand, Auftrieb; Ebene Platten; Zylinder, Streben, Prismen; Tragflügel. Umströmung von Körpern bei räumlicher Strömung: Definitionen; Kugel und Kreisscheibe, Füllkörper; Rechteckplatten und Tragflügel; Ellipsoide und Luftschiffkörper; Endlich lange Zylinder, Prismen, Halbkugeln, Kegel, Fallschirme und anderes; Bauwerke; Flugzeuge und Flugzeugteile; Widerstand von anderen Fahrzeugen; Widerstand von Geschossen.

H. STEFANIAK.

Hauffe, K.: *Reaktionen in und an festen Stoffen*. (Anorganische und allgemeine Chemie in Einzeldarstellungen, Bd. II.) Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer 1955. XI, 696 S. mit 427 Abbildungen. Hlbt. DM 78.—

Die Reaktionen in festen Körpern haben für viele physikalische Vorgänge (Halbleiter, Phosphore, Photoschichten) allergrößte Bedeutung. Auch die Untersuchungsmethoden sind größtenteils mehr physikalischer als chemischer Art, wenn man an die klassischen Laborhilfsmittel der beiden Disziplinen denkt. Es ist außerordentlich zu begrüßen, daß ein auf diesem Gebiet selbst so erfolgreicher Physikochemiker eine umfassende Darstellung des heute sehr zerstreuten Materials gibt. Der Leitfaden der ersten Kapitel ist die Fehlordnungstheorie. Hier sind auch die elektronischen Vorgänge in Halbleitern insbesondere CuO mitbehandelt. Die Oberflächenreaktionen solcher Halbleiter führen zur Aufklärung der Wirkung spezieller Katalysatoren. Ein sehr breiter Raum ist mit Recht der Diffusion in festen Stoffen gewidmet, denn, wenn eine Reaktion weiterlaufen soll, müssen die Partner zusammenkommen. Die gewonnenen Erkenntnisse werden auf die großtechnisch so wichtigen Vorgänge der Oxydation von Metallen und Metallegierungen angewandt. Hier sind einmal die viel gebrauchten Ausdrücke „Anlauf“ und „Zunder“-Vorgänge als Ausbildung dünner bzw. dicker Deckschichten sauber definiert. Daß die Verzunderung ein komplizierter Vorgang ist, geht daraus hervor, daß ja die Deckschicht die primären Reaktionspartner O₂ und Metall trennt. In einem weiteren Kapitel werden doppelte Umsetzungen im festen Zustand (Austausch von Kat- und Anionen) behandelt. Den Schluß bilden die Reduktions- und Röstprozesse. Wenn auch die letzten Abschnitte mehr den Metallurgen und Hütteningenieur angehen, so stellt das ganze Werk, das ein Standardwerk auf seinem Gebiet werden wird, für jeden Festkörperphysiker ein äußerst wertvolles Nachschlagewerk dar. G. Joos.

Fischer, H.: *Elektrolytische Abscheidung und Elektrokristallisation von Metallen*. Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer 1954. 717 S. u. 247 Abb. Ganzl. DM 72.—

Der Verfasser dieses Buches ist wie kein anderer mit den von ihm dargestellten vielseitigen Problemen vertraut und hat mit diesem Buch eine sehr vollständige und weitgehende Literaturübersicht gegeben. Schon aus diesem Grunde ist das Buch für alle diejenigen, die auf diesen technisch wichtigen Gebieten tätig sind, von größter Wichtigkeit. Der Umfang des zur Darstellung gelangten Stoffes ergibt sich schon aus den Hauptüberschriften der einzelnen Kapitel:

1. Elektrochemie (Seite 1 bis 323)
2. Elektrokristallisation (Seite 323 bis 544)
3. Wichtige Eigenschaften der kathodischen Metallniederschläge (Seite 544 bis 607)
4. Abscheidungsbedingungen und Eigenschaften der Niederschläge einzelner Metalle und Legierungen (Seite 607 bis 652).

Allein das Kapitel Elektrochemie enthält neben elektrochemischen Grundtatsachen und Definitionen eine sehr bemerkenswerte Darstellung der derzeitigen Kenntnisse über die Doppelschicht an der Phasengrenze und des Diffusionsfilms an der Kathode, ferner umfangreiche Ausführungen über den Mechanismus der kathodischen Metallabscheidung aus Lösungen einfacher Salze und schließlich ein Kapitel über die Wirkung der Inhibitoren sowie über Stromlinienverteilung und Tiefenwirkung. Besonders der Abschnitt über die Inhibitoren ist insofern wichtig, als der Verfasser insbesondere auf diesem Gebiet anerkannte eigene Untersuchungen durchgeführt hat, über die hier zusammenfassend berichtet wird. Insgesamt ist das Buch allen wissenschaftlich Interessierten und praktisch Tätigen wärmstens zu empfehlen.

C. A. KNORR.

Verzeichnis der Originalarbeiten und der zusammenfassenden Berichte geordnet nach Sachgebieten

1. Mechanik

Instrumente und Messung mechanischer Größen

- CLAUS, B.: Die Kreiselkugelmühle. 557.
HESS, E. u. W. THOMAS: Eine Mikrogrammwage mit Spitzenlagerung. 559.
KUSS, E.: Hochdruckuntersuchungen III. Die Viskosität von komprimierten Flüssigkeiten. 372.
RUST, H. H. u. J. KROHN: Piezoelektrische Kraftmessung. 61.
WEBER, W.: Die Temperaturabhängigkeit der Viskosität des Wassers zwischen 0° und 40° C. 96.
WITKE, H.: Zur Korrektur der elementar ermittelten Eigenbiegeschwingungsfrequenzen zylindrischer Stäbe. 148.

Akustik und Ultraschall

- BOLZ, G.: Die Resonanzüberhöhung von Ultraschallquarzen. 514.
SCHÄFER, O. u. H. SCHLITT: Ein Beitrag zur Theorie des zweiohrigen Hörens. 165.
SCHMITZ, W. u. R. GROSS: Rotationsvorgänge in Ultraschallinterferenzfeldern. 137.
SCHULZ, A. K.: Über eine Meßmethode zur Bestimmung der Ultraschallgeschwindigkeit von flüssigen und festen Substanzen in einem weiten Temperaturbereich. 144.
TIELSCH, H. u. A. BOCEK: Ein Beitrag zur Ultraschallbildwandlung auf thermischem Wege. 213.

Vakuumtechnik und Molekularmechanik

- GÜNTHER, K. G., R. JAECKEL u. G. W. OETJEN: Gasströmungen hoher Unterschallgeschwindigkeit durch kurze Rohre im Druckbereich zwischen 10⁻² und 10 Torr. 71.
NÖLLER, H.-G.: Die physikalischen Vorgänge in Diffusions- und Dampfstrahlpumpen. I. Die Strömungseigenschaften des Treibstrahles und die Vorvakuumfestigkeit. 218.
NÖLLER, H.-G.: Die physikalischen Vorgänge in Diffusions- und Dampfstrahlpumpen. II. Die Durchmischung von Luft und Treibdampf und die Sauggeschwindigkeit. 225.
KIEFER, H. u. B. ZIEGLER: Eine Kombination eines Quarzfaden mit einem Knudsenmanometer zur Bestimmung von Dampfdruckkurven organischer Substanzen. 48.
KUTSCHER, H.: Die physikalischen Vorgänge in Diffusions- und Dampfstrahl-Pumpen. III. Vergleich von beobachteten und theoretisch ermittelten Strömungsbildern. 229.
KUTSCHER, H.: Die physikalischen Vorgänge in Diffusions- und Dampfstrahl-Pumpen. IV. Eine Methode zur Druckmessung in Überschall-Dampfströmungen bei niedrigen Drucken, ihre Ergebnisse und ihr Vergleich mit den Strömungsbildern. 234.
REICHARDT, M.: Untersuchungen an Quecksilberdiffusionspumpen aus Glas. (III. Teil.) 297.

2. Wärme

- EULER, J.: Über die Meßgenauigkeit von Teilstrahlungs-pyrometern in der Mired-Skala. 86.
FÜNFER, E. u. F. RÖSSLER: Untersuchung der Pulververbrennung in einer Druckbombe mit dem Spektrooszillographen. 131.
HOFMANN, F. u. U. SCHLEY: Zur Messung sehr geringer Strahlungsleistungen mit Thermoelementen. 109.
HÜBNER, H.-J.: Messung der Oberflächentemperatur von Gläsern, die durch Strahlung erhitzt werden. 273.
RISCHE, E. A.: Rektifikation idealer Dreistoffgemische unter der Voraussetzung, daß der Widerstand des Stoffaustausches allein auf der Flüssigkeitsseite liegt. 90.
SCHLITT, H.: Empfindlichkeit und Einstellzeit gasgefüllter thermoelektrischer Strahlungsempfänger. 113.
SCHULZE, R.: Der $\Delta\alpha$ -Effekt. 57.

3. Elektrizität und Magnetismus

Meßtechnik

- BALACHANDRAN, M.: Messungen der Dielektrizitätskonstanten und des Verlustwinkels von Baumaterialien. 588.
BRUNNER, G. u. A. LÖSCHE: Gütebestimmung von Quarzen in Parallelresonanz. 67.
MEISSNER, W. u. R. DOLL: Höchstempfindliches Panzergalvanometer. 461.
SCHRÖDER, M.: Messungen von Dielektrizitätskonstanten durch Aufspaltung entarteter Eigenfrequenzen. 169.
SEEFELDNER, W.: Ein fremdgesteuertes Zeitbasisgerät für Oszillographen. 194.

Verstärkertechnik

- KNOOP, E.: Der Stromanstieg in Gastrioden und -tetroden. 366.
KNOOP, E.: Die Zündempfindlichkeit und die Zündverzögerungszeit von Gastrioden und Tetroden. 575.
VEITH, W.: Energieverteilung der Elektronen in raumladungsbeschwerten Elektronenströmen. Teil I. 437.

Elektrostatik

- HERCHENBACH, W.: Hochspannungserzeugung durch Ladungstransport auf rotierenden Isolatorflächen. 32.
JANNER, K., S. MAGUN u. E. SCHOPPER: Hochspannungsgenerator nach van de Graaff mit flüssigem Ladungstransportmittel. 446.
KNAUER, W.: Bandgenerator mit Feldausgleich. 118.

Elektrizitätsleitung in festen Körpern, Halbleitern

- BITTEL, H. u. L. STORM, Untersuchungen über das Stromtauschen von Widerständen. 27.
GROSCHWITZ, E.: Zum theoretischen Temperaturkoeffizienten von Halbleitern. 245.
GROSCHWITZ, E.: Zum theoretischen Temperaturkoeffizienten eines Flächentransistors. 280.
HERLET, A. u. E. SPENKE: Gleichrichter mit *p-i-n*- bzw. *p-s-n*-Struktur unter Gleichstrombelastung (I). 99.
HERLET, A. u. E. SPENKE: Gleichrichter mit *p-i-n*- bzw. *p-s-n*-Struktur unter Gleichstrombelastung (II). 149.
HERLET, A. u. E. SPENKE: Gleichrichter mit *p-i-n*- bzw. *p-s-n*-Struktur unter Gleichstrombelastung (Schluß). 195.
HERLET, A.: Bemerkung zur Temperaturabhängigkeit des Sperrstromes bei *p-i-n*-Gleichrichtern. 240.
WIESNER, R. u. E. GROSCHWITZ: Zur Temperaturabhängigkeit des Photostromes in *pn*-Übergängen. 496.

Photoelektrizität

- HELVIG, G. u. H. KÖNIG: Über die Herstellung von lichtempfindlichen Cadmiumsulfidschichten durch Kathodenzerstäubung. 323.
KLUGE, W. u. S. WEBER: Über das Verhalten von Vakuum-Photozellen bei Bestrahlung mit Lichtimpulsen. 126.
KLUGE, W.: Stand der lichtelektrischen Forschung. 302.
VEITH, W.: Über die lichtelektrischen Eigenschaften von aufgedampften Cadmiumsulfidschichten. 1.

Gasentladung

- ANDERSSON, N. E. u. C. H. HERTZ: Positive Spitzenentladung als Hygrometer geringer Trägheit. 361.
ESPRESTER, A. u. A. HAUG: Der Einfluß der Inhomogenität eines Plasmas auf seine Resonanzfrequenz. 180.
KÖHRMANN, W.: Über den elektrischen Durchschlag in Luft bei kleinen und mittleren Überspannungen. 187.
LUDWIG, E. H.: Gesetzmäßigkeiten für den Rückstrom in Quecksilberdampf-Stromrichtern. 17.

- RAETHER, H.: Die Elektronenlawine und ihre Entwicklung in die selbständige Entladung. 50.
 REISS, K. H.: Die Lichtemission von Hochvakuumgasentladungen. 433.
 WASSERRAB, Th.: Die positive Säule bei veränderlichem Entladungsstrom. 176.

Elektronen- und Ionenoptik

- BAS, E.: Die Bolzen-Kathode. Eine indirekt geheizte Wolframkathode für Elektronenkanonen. 337.
 KREYSZIG, E.: Schlitzblendenkondensatoren. Ein Beitrag zur Praxis der Berechnung von Potentialfeldern. 13.
 WINKELMANN, A.: Über die Temperaturerhöhung der Objekte im Elektronenstrahl. (Zur Frage der Aushärtung in dünner Schicht.) 296.

Elektromagnetische Wellen

- HADDENHORST, H.-G.: Durchgang von elektromagnetischen Wellen durch inhomogene Schichten. 487.
 SCHUMANN, W. O.: Der Einfluß des Erdmagnetfeldes auf die Ausbreitung elektrischer Längswellen. 284.
 STÄBLEIN, H.-G.: Bemerkungen zur Ausbreitung langwelliger Blitzsignale um die Erde. 290.
 WEIDNER, J.: Über eine Verfeinerung der Theorie der Ausbreitung langer elektrischer Wellen um die Erde. 77.

Magnetismus

- BRENNER, R.: Zur Theorie der Néelschen „Zipfelmützen“ und der Koerzitivkraft des „Schlauchziehens“. 391.
 BRENNER, R.: Ergebnisse und Probleme der quantitativen Theorie der Koerzitivkraft. 499.
 DOLEGA, U., H. PFEIFER u. A. LÖSCHE: Eine neue Methode zur Ausmessung der Verteilung von Magnetfeldern. 12.
 KERSTEN, M.: Reversible und irreversible Magnetisierungsänderungen längs der Hystereseschleife. 397.
 REIMER, L.: Magnetische Untersuchungen über innere Spannungen in plastisch gedehntem Kohlenstoffstahl. 282.
 REIMER, L.: Magnetische Untersuchungen über die Orientierungs- und Amplitudenverteilung innerer Spannungen in plastisch gedehnten Metallen. 332.
 SCHLOSSER, E.-G.: Ein abgeschirmtes homogenes Magnetfeld. 59.
 WILDE, H.: Messungen über reversible Permeabilität und ihre theoretische Deutung. 509.

4. Optik

Lichtquellen

- BARDÓCZ, Á.: Untersuchungen über Lichtquellen für Spektralanalyse. X. Neuartige Hochspannungs-Funkenlichtquelle mit mechanischer Steuerung. 523.
 FISCHER, A.: Elektrolumineszenz. 258.
 RIEHL, N.: Lichtbogen hoher Leuchtdichte mit Thoriumoxyd als Anode. 582.

Spektroskopie

- HERRMANN, R. u. H. SCHELLHORN: Eine Zerstäuber-Brennerkombination für die Flammenspektrometrie. 572.
 THEWS, G. u. D. LÜBBERS: Ein schnellregistrierendes Absorptionsspektralphotometer. 325.
 WEINARD, I.: Aufbau eines kombinierten Gitterspektrographen hoher Dispersion. 584.

Interferenzoptik

- KIMMEL, H.: Eine Methode zur Bestimmung von Linienversetzungen bei Anwendung des Tolansky-Verfahrens im Auflicht. 294.

Spannungsoptik

- HECKEL, K.: Molekülorientierung und Eigenspannungen in gespritzten Polystyrolteilen. 291.
 HERRMANN, H.: Optische Spannungsmessungen an Glas-Metall-Verbindungen bei höheren Temperaturen. 174.
 MÖNCH, E. u. R. JIRA: Studie zur Photoplastizität von Celluloid am Rohr unter Innendruck. 450.
 RACKÉ, H. H.: Die polarisationsoptische Bestimmung der Hauptspannungen an der lastfreien Oberfläche räumlicher Modelle nach dem Einschluß-Umschmelz-Verfahren. 516.

Röntgenstrahlen

- BERTHOLD, R.: Neue Hilfsmittel der Röntgeninterferenzmessung mit Zählrohr-Goniometer. 443.
 HAUCK, V. u. J. DEBYE-SCHERRER-Interferenzen bei Bragg-Winkel um 85°. 321.
 HEUSE, O.: Eine neue Röntgenröhre hoher Leistung mit rotierender, wassergekühlter Membrananode für strahlenbiologische Untersuchungen. 387.
 HOSEMAN, R.: Eine neue Strich-Feinfokus-Röntgenröhre. 532.
 JAHN, H.: Die Messung des zeitlichen Verlaufs der Dosisleistung an Röntgenimpulsanlagen mit dem Szintillationszähler. 317.
 KAUER, E.: Verspiegelung von Röntgenspektrometerkristallen. 386.
 KELLER, M. u. M. PLOKE: Sichtbarmachung von Röntgenbildern mittels einer auf Röntgenstrahlen ansprechenden Fernsehaufnahmerröhre. 562.
 TROST, A.: Einfluß der geometrischen Größen und der Zeitkonstanten auf die Genauigkeit von Röntgeninterferenzmessungen mit einem Zählrohr-Goniometer. 469.
 WEYERER, H.: Ein Vakuum-Thermostat für Röntgenfeinstrukturkammern. 536.

5. Atomphysik

- ARENDT, P. R.: Amerikanische Entwicklungen in der Reaktor-Technik nach dem Stand der Veröffentlichungen von 1954. 593.
 DÄLLENBACH, W.: Starke Fokussierung bei Beschleunigern. 344.
 EHRENBURG, H. FR., J. GEISS u. R. TAUBERT: Ein Massenspektrometer hoher Genauigkeit für Blei-Isotope. 416.
 HUMBACH, W.: Über die für ein Synchrotron mit starker Fokussierung erforderliche Justiergenauigkeit. 423.
 KLUMB, H. u. G. MIX: Über eine kontinuierliche WILSONkammer mit Maschinenkühlung. 271.
 PFEIFER, H.: Über den Einfluß einer Inhomogenität des Hochfrequenzfeldes bei der magnetischen Kernresonanz. 389.
 RIEDEL, O.: Strom und Spannung des Kernkonverters. 265.
 SCHNEIDER, H.: Ein tragbares Szintillationsgerät für Anwendungen in der Geologie. 413.
 SCHNEIDER, H.: Untersuchungen an ¹⁴C mit dem Szintillationszähler. 409.
 SMITS, F. u. J. ZÄHRINGER: Ein Massenspektrometer für kleinste Gasmengen. 313.

6. Struktur des festen Körpers

- ARNOLD, R.: Neuere Untersuchungen an Graphit. 453. 2.
 BOETTCHER, A., G. HAASE u. H. TREUFEL: Untersuchungen über die Strukturen und die Strukturen und die Strukturumwandlungen der Sulfide und Selenide des Silbers und des Kupfers. 478.
 BRAUN, W.: Zur radiographischen und radiometrischen Oberflächen-Analyse von Leichtmetall-Legierungen. 427.
 BRAUN, W.: Röntgen-Reflexions-Radiographie. 527.
 BRÜCHE, E. u. G. SCHIMMEL: Über die Härte der Glasoberfläche. 378.
 GAST, T.: Demonstrationen zum zähelastischen Verhalten hochpolymerer Stoffe. 82.
 HERTZ, C. H.: Prüfmethode zum Auffinden von Poren in Lack-schichten und anderen isolierenden Folien. 183.
 KRÖNER, E.: Die inneren Spannungen und der Inkompatibilitätstensor in der Elastizitätstheorie. 249.
 THURN, H.: Die elektrizitätskonstante und mechanische Verluste bei Hochpolymeren. 44.
 WINKELMANN, A.: Über die Aushärtung von Aluminium-Silber-Legierungen in dünnen Schichten. 7.

7. Verschiedenes

- CONN, W. M.: Studien zum Mechanismus von elektrischen Drahtexplosionen (Metallniederschläge und Stoßwellen). 539.

8. Personalien

- KRÖNERT, J.: Paul Gmelin 70 Jahre. 555.

Autorenverzeichnis

(A) bedeutet Originalarbeit. (Ber) zusammenfassender Bericht. (Pers) Personalien.

- | | | | | | |
|-------------------------|------------|--------------------|-------------|-----------------------|------------|
| Andersson, N. E. | 361 (A) | Hess, E. | 559 (A). | Riedel, O. | 265 (A). |
| Arendt, P. R. | 593 (Ber). | Heuse, O. | 387 (A). | Riehl, N. | 582 (A). |
| Arnold, R. | 453 (A). | Hofmann, F. | 109 (A). | Rische, E. A. | 90 (A). |
| Balachandran, M. | 588 (A). | Hosemann, R. | 532 (A). | Rößler, F. | 131 (A). |
| Bardócz, Á. | 523 (A). | Hübner, H. J. | 273 (A). | Rust, H. H. | 61 (A). |
| Bas, E. | 337 (A). | Humbach, W. | 423 (A). | Schäfer, O. | 165 (A). |
| Berthold, R. | 443 (A). | Jaeckel, R. | 71 (A). | Schellhorn, H. | 572 (A). |
| Bittel, H. | 27 (A). | Jahn, R. H. | 317 (A). | Schimmel, G. | 378 (A). |
| Boczek, A. | 213 (A). | Janner, K. | 446 (A). | Schley, U. | 109 (A). |
| Boettcher, A. | 478 (A). | Jira, R. | 450 (A). | Schlitt, H. | 113 (A). |
| Bolz, G. | 514 (A). | Kauer, E. | 386 (A). | Schlitt, H. | 165 (A). |
| Braun, W. | 427 (A). | Keller, M. | 562 (A). | Schlotter, E.-G. | 59 (A). |
| Braun, W. | 527 (A). | Kersten, M. | 397 (A). | Schmitz, W. | 137 (A). |
| Brenner, R. | 391 (A). | Kiefer, H. | 48 (A). | Schneider, H. | 409 (A). |
| Brenner, R. | 499 (Ber). | Kimmel, H. | 294 (A). | Schneider, H. | 413 (A). |
| Brüche, E. | 378 (A). | Kluge, W. | 126 (A). | Schopper, E. | 446 (A). |
| Brunner, G. | 67 (A). | Kluge, W. | 302 (A). | Schröder, M. | 169 (A). |
| Claus, B. | 557 (A). | Klumb, | 271 (A). | Schulz, A. K. | 144 (A). |
| Conn, W. M. | 539 (Ber.) | Knauer, W. | 118 (A). | Schulze, R. | 57 (A). |
| Dällenbach, W. | 344 (Ber). | Knoop, E. | 366 (A). | Schumann, W. O. | 284 (A). |
| Dolega, U. | 12 (A). | Knoop, E. | 575 (A). | Seefeldner, W. | 194 (A). |
| Doll, R. | 461 (A). | Köhrmann, W. | 187 (A). | Spenke, E. | 99 (Ber). |
| Ehrenberg, H. Fr. | 416 (A). | König, H. | 323 (A). | Spenke, E. | 149 (Ber). |
| Esprester, A. | 180 (A). | Kreyszig, E. | 13 (A). | Spenke, E. | 195 (Ber). |
| Euler, J. | 86 (A). | Kröner, E. | 249 (A). | Smits, F. | 313 (A). |
| Fischer, A. | 258 (Ber). | Krönert, J. | 555 (Pers). | Stäblein, H.-G. | 290 (A). |
| Fünfer, E. | 131 (A). | Krohn, J. | 61 (A). | Storm, L. | 32 (A). |
| Gast, Th. | 82 (A). | Kutscher, H. | 229 (A). | Taubert, R. | 416 (A). |
| Ges, J. | 409 (A). | Kutscher, H. | 234 (A). | Thews, G. | 325 (A). |
| Groschwitz, E. | 245 (A). | Lösche, A. | 12 (A). | Thomas, W. | 559 (A). |
| Groschwitz, E. | 280 (A). | Lösche, A. | 67 (A). | Thurn, H. | 44 (A). |
| Groschwitz, E. | 496 (A). | Ludwig, E. H. | 17 (A). | Tielsch, H. | 213 (A). |
| Groß, R. | 137 (A). | Lübbbers, D. | 325 (A). | Treupel, H. | 478 (A). |
| Günther, K. G. | 71 (A). | Magun, S. | 446 (A). | Trost, A. | 469 (A). |
| Haase, G. | 478 (A). | Meissner, W. | 461 (A). | Veith, W. | 1 (A). |
| Haddenhorst, H.-G. | 487 (A). | Mix, G. | 271 (A). | Veith, W. | 437 (A). |
| Haug, A. | 180 (A). | Mönch, E. | 450 (A). | Wasserrab, Th. | 176 (A). |
| Hauk, J. | 321 (A). | Nöller, H.-G. | 218 (A). | Weber, S. | 126 (A). |
| Hauk, V. | 321 (A). | Nöller, H.-G. | 225 (A). | Weber, W. | 97 (A). |
| Heckel, K. | 291 (A). | Oetjen, G. W. | 71 (A). | Weidner, J. | 77 (A). |
| Helwig, G. | 323 (A). | Pfeifer, H. | 12 (A). | Weinard, J. | 584 (A). |
| Herchenbach, W. | 32 (A). | Pfeifer, H. | 389 (A). | Weyerer, H. | 536 (A). |
| Herlet, A. | 99 (Ber). | Ploke, M. | 562 (A). | Wiesner, R. | 496 (A). |
| Herlet, A. | 149 (Ber). | Racké, H. H. | 516 (A). | Wilde, H. | 509 (A). |
| Herlet, A. | 195 (Ber). | Raether, H. | 50 (Ber.) | Winkelmann, Ax. | 7 (A). |
| Herlet, A. | 240 (A). | Reichardt, M. | 297 (A). | Winkelmann, A. | 296 (A). |
| Herrmann, H. | 174 (A). | Reimer, L. | 282 (A). | Wittke, H. | 148 (A). |
| Herrmann, R. | 572 (A). | Reimer, L. | 332 (A). | Zähringer, J. | 313 (A). |
| Hertz, C. H. | 183 (A). | Reiß, K. H. | 433 (A). | Ziegler, B. | 48 (A). |
| Hertz, C. H. | 361 (A). | | | | |

Verzeichnis der Buchbesprechungen

(Die Namen der Rezensenten sind in Klammern gesetzt.)

- ALEXANDER, P. u. R. F. HUDSON: Wool, its chemistry and physics (*Scheibe*). S. 608.
- BARTELS, H.: Grundlagen der Verstärkertechnik. (*Lutze*). S. 264.
- BECHERT, R., u. CH. GERTHSEN: Atomphysik. Bd. III Theorie des Atombaus (*Hettner*). S. 264.
- BERGMANN, L.: Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik. (*Rust*). S. 164.
- FINKELNBURG, W.: Einführung in die Atomphysik. (*Joos*). S. 164.
- FISCHER, H.: Elektrolytische Abscheidung und Elektrokristallisation von Metallen (*Knorr*). S. 608.
- FLÜGGE, J.: Einführung in die Messung der optischen Grundgrößen. (*Joos*). S. 108.
- FÜNFER, E., u. H. NEUFERT: Zählrohre und Szintillationszähler. (*Ewald*). S. 107.
- GÖRLICH, P.: Die Anwendung der Photozellen. (*Asselmeyer*). S. 264.
- GOHLKE, W.: Einführung in die piezoelektrische Meßtechnik (*Fünfer*). S. 555.
- GRANOWSKI, W. L.: Der elektrische Strom im Gas. (*Fetz*). S. 606.
- GRIMSEHL: Lehrbuch der Physik Bd. I, 15. Auflage herausgegeben von W. SCHALLREUTHER. (*Joos*). S. 164.
- Halbleiterprobleme Bd. I. Herausgegeben von W. SCHOTTKY. (*Madelung*). S. 312.
- Handbuch der Kältetechnik. B. I. Herausgegeben von R. PLANK. (*Meißner*). S. 508.
- HARTMANN, K.: Die chemische Bindung. (*Scheibe*). S. 606.
- HAUFFE, K.: Reaktionen in und an festen Stoffen. (*Joos*). S. 108.
- HUND, F.: Materie als Feld. (*Haug*). S. 108.
- Jenaer Jahrbuch. (*Joos*). S. 163.
- KAUFMANN, W.: Technische Hydro- und Aeromechanik. (*Hettner*). S. 108.
- KOHLRAUSCH, F.: Praktische Physik, herausgegeben von H. EBERT. Bd. I. (*Schubert*). S. 408.
- KOLLATH, R.: Teilchenbeschleuniger. (*Fünfer*). S. 508.
- KRBEK, F. v.: Grundzüge der Mechanik, Lehren von Newton, Einstein, Schrödinger. (*Hettner*). S. 108.
- KÜCHEMANN, D. u. J. WEBER: Aerodynamics of propulsion. (*Schmidt*). S. 263.
- LANDOLT-BÖRNSTEIN: Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik. IV. Bd. 1. Teil: Stoffwerte und mechanisches Verhalten von Nichtmetallen. (*Stefaniak*). S. 608.
- LÖSCH, F.: Siebenstellige Tafeln der elementaren, transzendenten Funktionen. (*Fick*). S. 263.
- MARCH, A.: Die physikalische Erkenntnis und ihre Grenzen. (*Hettner*). S. 556.
- MEISTER, F. J.: Akustische Meßtechnik der Gehörprüfung. (*Wintergerst*). S. 556.
- MEIXNER, J. u. F. W. SCHÄFKE: Mathieu'sche Funktionen und Späroidfunktionen. (*Fick*). S. 408.
- MELAN, E. u. H. PARKUS: Wärmespannungen infolge stationärer Temperaturfelder. (*Mönch*). S. 164.
- MÖLLER, H. G.: Die physikalischen Grundlagen der Hochfrequenztechnik. (*Lutze*). S. 606.
- Monomolecular Layers.. Herausgegeben von H. SOBOTKA. (*Scheibe*). S. 508.
- NEUBERT, U.: Elektrostatik in der Technik. (*Fünfer*). S. 108.
- PETROVSKY, I. G.: Lectures on Partial Differential Equations. (*Albrecht*). S. 607.
- Physikertagung Innsbruck. Herausgegeben von H. AUER, E. BRÜCHE, R. STEINMAURER. (*Hettner*). S. 360.
- PRAGER, W. u. P. G. HODGE, Jr.: Theorie ideal plastischer Körper. (*Mönch*). S. 508.
- Proceedings of the international conference of theoretical physics. Herausgegeben vom Organizing Committee of the International Conference. (*Hettner*). S. 607.
- RAMSAUER, C.: Grundversuche der Physik in historischer Darstellung. I. Bd. (*Gerlach*). S. 360.
- RÜDENBERG, R.: Elektrische Schaltvorgänge. (*Schuhmann*). S. 556.
- SALMANG, H.: Die Keramik, physikalische und chemische Grundlagen. (*Borchert*). S. 264.
- SANDEN v., H.: Vorlesung über Mechanik. (*Mönch*). S. 556.
- SCHMIDT, E.: Einführung in die technische Thermodynamik. (*Meissner*). S. 460.
- SKUDRZYK, E.: Die Grundlagen der Akustik. (*Wintergerst*). S. 164.
- SONNTAG, R.: Aufgaben aus der Technischen Mechanik. (*Stefaniak*). S. 606.
- SOMMERMEYER, K.: Quantenphysik der Strahlenwirkung in Biologie und Medizin. (*Schön*). S. 311.
- SPENKE, E.: Elektronische Halbleiter, eine Einführung in die Physik der Gleichrichter und Transistoren. (*Madelung*). S. 312.
- STILLE, U.: Messen und Rechnen in der Physik. (*Hettner*). S. 607.
- STRUTT, M. J. O.: Transistoren. (*Baldus*). S. 460.
- SZABÓ, I.: Einführung in die technische Mechanik. (*Schubert*). S. 407.
- Technical and engineering dictionary. Herausgegeben von L. DE VRIES. (*Joos*). S. 460.
- THIRRING, W.: Einführung in die Quantenelektrodynamik. (*Haug*). S. 556.
- WEISSFLOCH, A.: Schaltungstheorie und Meßtechnik des Dezimeter- und Zentimeterwellengebietes. (*Eckert*). S. 460.
- WILSON, E. BRIGHT, jr., J. C. DECUS, P. C. CROSS: Molecular Vibrations. The Theory of infrared and Raman vibrational spectra. (*Hettner*). S. 606.
- ZELLER, W. u. A. FRANKE: Das physikalische Rüstzeug des Ingenieurs. (*Andresen*). S. 312.
- ZIMMER, E.: Umsturz im Weltbild der Physik. (*Hinzpeter*). S. 264.